

Physikalische Berichte

Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

Jahrgang

15. Mai 1923

Nr. 10

1. Allgemeines.

Wilhelm Hallwachs†. ZS. f. techn. Phys. 4, 49, 1923, Nr. 2.

Janislaus Jolles. Eugen Jahnke. Jahresber. D. Math.-Verein. 31, 177—184, 1922, Nr. 9/12.

C. Burger. Het onderwijs in de natuurkunde aan de studenten in de natuurkunde. Physica 3, 1—10, 1923, Nr. 1.

D. Fokker. Moderne Naturkunde en Techniek. Rede, uitgesproken bij de aanvaarding van het hoogleeraarsambt aan de Technische Hoogeschool te Delft, op 12 Februari 1923. Physica 3, 33—51, 1923, Nr. 2. SCHEEL.

Hermann Weyl. Raum — Zeit — Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie. 5. Auflage. Mit 23 Textfiguren. VIII und 338 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1923. [S. 506.] KRETSCHMANN.

Norman R. Campbell. The Dimensions of Area. Nature 110, 9, 1922, Nr. 2748. Wenn man bei einer Dimensionsbetrachtung ohne Not gleichdimensionierte Größen wie z. B. eine Oberfläche und das Produkt zweier Längenabmessungen) gegeneinander vergleicht, kann die Folge die sein, daß die Betrachtung zu keinem eindeutigen Resultat führt. Der Verf. zeigt dies an dem Beispiel der Child-Langmuirschen Formel für den Hochvakuumstrom und knüpft daran einige Bemerkungen über den Gültigkeitsbereich dieser Formel. WALLOT.

W. Lich. Das Messen in der Werkstatt. Werkzeugmasch. 27, 45—53, 65—70, 1923, Nr. 3 u. 4. Im Nachtrag zu den vorhergehenden Ausführungen werden noch die Winkellehre und ein Anreißmaßstab beschrieben. Hauptsächlich beschäftigt sich dieser Teil aber mit den Grenzlehren. Er bringt zunächst einen Auszug aus der Broschüre von Carl Mahr, „Die Grenzlehre“, über die Grundbegriffe der Passungen, Zugtemperatur, Einheitsbohrung und -welle, Nulllinie als Begrenzungslinie, Paßgenauigkeit usw., die aber (da die Broschüre schon 1920 erschienen ist) notwendig unvollständig sind. Auch die Angaben über die Lehren, von denen die wichtigsten beschrieben werden, entsprechen nicht mehr durchweg dem jetzigen Stande. Weiterhin werden behandelt: Aufbewahrung der Lehren, einstellbare Stichmaße (Schraubenmikrometer für Innenmessungen), Parallelendmaße und ihre Verwendung. BERNDT.

A. Tomlinson. The Use of a Triode Valve in registering Electrical Contacts. Phil. Mag. (6) 44, 870—872, 1922, Nr. 263. [S. 540.] BOEDEKER.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

Norman Robert Campbell. Modern electrical theory. Supplementary Chapter XVI. Relativity. VIII u. 116 S. Cambridge, At the University Press, 1922. SCHNEIDER

Hermann Weyl. Raum — Zeit — Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie. Fünfte, umgearbeitete Auflage. Mit 23 Textfiguren. VIII u. 338 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1923. Als das Neue dieser Auflage hebt der Verf. hervor: „Zwar das Geranke der Spekulation wurde beschnitten, aber die tragenden Grundgedanken wurden anschaulicher, sorgfältiger und vollständiger herausgearbeitet und zergliedert.“ Als wohl noch nicht an anderer Stelle veröffentlicht in dem Berichtenden eine Bemerkung in Anhang III aufgefallen, derzufolge in einer de Sitterschen Welt neben der bekannten Einsteinschen Rotverschiebung noch eine weitere Frequenzerniedrigung der Spektrallinien eines Sterns um $\alpha = 1 + tg \frac{r}{a}$ zu erwarten sei, wo r die Entfernung des Sterns im statischen Raume des Beobachters im Augenblicke der Beobachtung und a der konstante Krümmungsradius der Welt ist. E. KRETSCHMAN

J. Le Roux. La Mécanique de Newton n'est pas une approximation de celle d'Einstein. C. R. 175, 1395—1397, 1922, Nr. 26. [S. 507.] KRETSCHMAN

W. van der Woude. On the Light Path in the General Theory of Relativity. Proc. Amsterdam 25, 288—292, 1922, Nr. 7/8. Beweis des Satzes: Daß eine Geodäte der Einsteinschen Welt, d. h. die Weltlinie eines nur der Schwerkraft unterworfenen Massenpunktes zu einer Nullgeodäte, d. h. einer Lichtweltlinie wird, wenn sie in einem Weltpunkte die Tangente mit einer solchen gemein hat. E. KRETSCHMAN

Marcel Brillouin. Gravitation einsteinienne. Statique. Points singuliers. Le point matériel. Remarques diverses. C. R. 175, 1009—1012, 1922, Nr. 20. Als Beispiel für die von ihm gestellte Aufgabe, die charakteristischen singulären Punkte nichteuklidischer durch partielle Differentialgleichungen zwischen den Koeffizienten ihrer Fundamentalförmungen bestimmter Räume allgemein zu erforschen, betrachtet der Verf. die bekannte Schwarzschildsche Form

$$ds^2 = \frac{R + 2m}{R} dR^2 - (R + 2m)^2 (d\Theta^2 + \sin^2 \Theta d\varphi^2),$$

wobei nur durch Verkleinerung der Radialkoordinate um $2m$ erreicht ist, daß die Singularität jetzt als punktförmig (statt auf einer Kugelfläche ausgebreitet) erscheint. Wie in diesem Falle m , so soll allgemein die „Masse“ eines singulären Punktes gleich dem vierten Teile seines endlichen Umfanges sein. E. KRETSCHMAN

Karl Bollert. Die Entstehung der Lorentzverkürzung und die strenge Behandlung des Uhrenparadoxons. ZS. f. Phys. 13, 342, 1923, Nr. 5. Berichtiger

Paul Drumaux. L'évidence de la Théorie d'Einstein. Paris, Librairie Scientifique J. Hermann, 1923. Gemeinverständliche Darstellung der speziellen und der allgemeinen Relativitätstheorie. E. KRETSCHMAN

Ernst Reichenbächer. Eine neue Erklärung des Elektromagnetismus. ZS. f. Phys. 13, 221—240, 1923, Nr. 4. [S. 527.] KRETSCHMAN

G. Krutkow. Zur Schwankungstheorie. ZS. f. Phys. 13, 203—205, 1923, Nr. 3. Hat man eine Serie von N Versuchen, bei denen ein günstiges Ereignis die konstante

Wahrscheinlichkeit p hat, so ist der Erwartungswert $Np = \nu$. Die Anzahl der beobachteten günstigen Ereignisse sei n , so ist die relative Schwankung definiert durch $\frac{n - \nu}{\nu} = \delta$. Die Größe $|\delta|$ bzw. δ^2 bezeichnet man als Schwankungsgröße. Für n mittleren Fehler gilt $\mu^2 = \nu^2 \delta^2 = Npq$. Man bezeichnet seinen doppelten Wert 2μ als Schwankungsgeschwindigkeit. Diese Formel ändert sich im Falle der Wahrscheinlichkeitsnachwirkung, wenn also der günstige Ausfall eines Einzelereignisses in der Serie begünstigend auf den Ausfall in der nächsten Serie wirkt. Vor allem interessiert dabei der Poissonsche Fall, daß N sehr groß, p sehr klein, ν aber endlich ist. Bezeichnet man die konstante Wahrscheinlichkeit, daß auf ein in einer Serie günstiges Einzelergebnis in der nächsten Serie ein ungünstiges folge, mit P , so wird die Schwankungsgeschwindigkeit $2\nu P$. Diese Ableitung erfordert die Ausführung komplizierter Summationen. Es wird hier gezeigt, daß die Ableitung viel einfacher wird, wenn man hierbei nicht vom Poissonschen Fall, sondern von dem allgemeineren Bernoullischen ausgeht.

GUMBEL-Heidelberg.

3. Mechanik.

Hermann Weyl. Raum-Zeit-Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie. 5. Aufl. Mit 23 Textfiguren. VIII und 338 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1923. [S. 506.]

E. KRETSCHMANN.

Le Roux. La Mécanique de Newton n'est pas une approximation de celle d'Einstein. C. R. 175, 1395—1397, 1922, Nr. 26. Der Verf. führt aus, daß die Theorien von Newton und Einstein zwar beim Einkörperproblem — vermöge der von Einstein getroffenen Auswahl unter den möglichen Differentialgleichungen und Grenzbedingungen — zu annähernd gleichen Ergebnissen führen, daß aber wegen der Wesensverschiedenheit der Theorien — das Fehlen einer universellen Zeitkoordinate schließt nach dem Verf. die Übertragung der Störungstheorie auf die Einsteinschen Gleichungen aus — die gleiche Übereinstimmung beim Mehrkörperproblem nicht zu erwarten sei. Eine Bestätigung der Einsteinschen Theorie durch die beobachteten Planetenbewegungen sei daher recht unwahrscheinlich.

E. KRETSCHMANN.

Berth Perrier et R. de Mandrot. Élasticité et symétrie du quartz aux températures élevées. C. R. 175, 1006, 1922, Nr. 21. Druckfehlerberichtigung der Arbeit Perrier und Mandrot (C. R. 175, 622, 1922; diese Ber. S. 204): Statt $t_0 = 581 \dots (E + 50^\circ) = 9060$ lies 9260.

K. BECKER.

H. Lester. X-Ray Examination of Steel Castings. Chem. and Metallurg. Mag. 28, 261—267, 1923, Nr. 6. Die Ergebnisse der Untersuchungen sind etwa folgendermaßen zusammengefaßt: Bei einer bestimmten Entfernung von der Antikathode und unter Benutzung von Verstärkungsschirmen besteht zwischen der durchstrahlten Dicke y , dem Potential V und der Exposition x (das Produkt aus dem Röhrenstrom in mA und der Expositionszeit in sec) die Beziehung $y = (A \cdot V - B) \cdot \log x$, in welcher A und B Konstanten sind, die bei der betreffenden Versuchsanordnung und dem Abstand von der Antikathode die Werte hatten: $A = 0,0048$ und $B = 0,26$. Bei 10 Minuten Expositionszeit liegt die Grenze der zu durchstrahlenden Dicke unter Verwendung der üblichen Apparate bei 3". Die Größe einer Fehlstelle kann aus dem Flächenraum und der relativen Bilddichte nur innerhalb ziemlich unsicherer

Grenzen erschlossen werden. Bei der Höchstdicke kann man eine Gußblase von 2 Proz. der Dicke entdecken. Bei genügend großer Blase oder wenn sie nahe dem Film liegt, so daß der Locheffekt zurücktritt, bleibt die Definition des Bildes so scharf, als es auf dem Negativ visuell zu entdecken ist. — In einem Anhang wird dem Absorptionsgesetz, der Beziehung zwischen Wellenlänge und Potential, sowie dem Hurter- und Drifieldschen Schwärzungsgesetz die Beziehung abgeleitet $y = K \cdot (\log x - A)$, in der aber K und A noch Funktionen von V sind. Es wurde der Ansatz $C \cdot \log x$ gemacht, aus dem dann schließlich auf Grund der Versuchsergebnisse die obige Formel entstand.

BERN

F. C. Langenberg. Heat Treatment of Steel Castings Methods of Improving Physical Properties and the Bearing on Specifications—Effect on Impact Values of Electric and Open-Hearth Steel. Iron Age 111, —400, 1923, Nr. 6. Die Verbesserungen, die sich an zwei Stahlgüssen (I und II) dem elektrischen Ofen und folgender Zusammensetzung: 0,11 (0,49) Proz. C, 0 (0,60) Proz. Mn, 0,18 (0,305) Proz. Si erzielen ließen, gehen am besten aus nachfolgenden Tabellen hervor. In diesen bedeutet: A Guß; B 2stündiges Erhitzen 825°; C 2stündiges Erhitzen bei 925°; D und E 4stündiges Erhitzen bei den gegebenen Temperaturen; F 2stündiges Erhitzen auf 825°, Abkühlen in Luft, Anlassen auf 500°; G wie vorher, aber Abschrecken in Wasser und Anlassen auf 675°; H wie G , aber Anlassen auf 600°. σ_S und σ_B sind Streck- und Bruchgrenze in Pfund/Quadratzoll, δ und δ_q Dehnung und Einschnürung in Prozent, A Kerbschlagarbeit in Fußpfund.

Behandlung	Stahl I					Stahl II				
	σ_S	σ_B	δ	δ_q	A	σ_S	σ_B	δ	δ_q	A
A	20 000	43 000	26,0	34,8	7,67	45 500	80 000	7,5	5,8	2
B	17 500	43 500	25,0	40,3	8,12	46 000	81 000	15,5	20,0	10
C	27 500	46 000	34,5	54,6	55,58	43 500	79 500	15,0	20,5	10
D	20 000	45 500	31,0	67,0	40,20	44 500	81 000	15,0	20,5	10
E	27 000	46 000	36,5	54,6	45,00	44 500	79 000	14,0	17,0	11
F	30 000	47 000	36,0	54,6	57,74	49 000	85 000	17,0	20,5	30
G	29 000	48 000	41,5	71,4	68,32	50 000	82 500	21,0	34,8	16
H	32 500	53 500	35,0	64,7	64,98	56 400	94 500	15,0	30,5	14

Ähnliche Ergebnisse lieferte ein im Siemens-Martinofen hergestellter Stahlguß. Trotzdem sich also durch eine geeignete Wärmebehandlung eine wesentliche Verbesserung der mechanischen Eigenschaften erreichen läßt, warnt der Verf. doch davon, solche Werte vorzuschreiben, die sich nur auf die angegebene Weise erzielen lassen. Besonders bei inneren Fehlern oder Ungleichmäßigkeiten ist die Härtung sehr gefährlich (Auftreten von Härterissen).

BERN

T. Robson. Determination of the fatigue-resisting capacity of steel under alternating stress. Engineering 115, 67—68, 1923, Nr. 2977. Die Versuchsdauer zur Bestimmung der Ermüdungsgrenze läßt sich wesentlich dadurch abkürzen, daß sie, wie die Versuche ergeben haben, zusammenfällt mit dem Punkte, bei welchem die Dehnungen oder Drehwinkel aufhören, den Belastungen proportional zu sein, d. h. also mit der Proportionalitätsgrenze. Zur Untersuchung wurde die gewöhnliche

Wöhlermaschine verwendet, deren Hauptspindel und -futter in Kugellagern mit 10 Umdrehungen/min. liefen. Die Biegung des Probestückes wurde mit einem rechten Hebel und Schraubenmikrometer gemessen.

BERNDT.

Car E. Harder. Improvement in Crusher Steel Is Suggested by Metallographic Tests. Eng. and Min. Journ.-Press **115**, 314—318, 1923, Nr. 7. Es wurden Proben von Gußstahlteilen aus Quetschmühlen gesammelt, die im Betrieb zu Bruch gegangen waren und auf ihre mechanischen Eigenschaften, sowie metallographisch untersucht. Ferner wurde festgestellt, wieweit sich die Eigenschaften durch verschiedene Wärmebehandlungen, wie Ausglühen, Normalisieren und Vergüten verbessern lassen. Die einzelnen Ergebnisse, die sich einer Wiedergabe im Auszuge entziehen, bestätigen keine neuen Gesichtspunkte, sondern bestätigen die bereits bekannten Tatsachen und Erscheinungen.

BERNDT.

H. Stang and L. R. Strickenberg. Results of some compression tests of structural steel angles. Technol. Pap. Bur. of Stand. **16**, 651—667, 1922, Nr. 218. Ein 170 gewalzten Winkelleisen wurde in einer Olsen-Prüfmaschine von 600 000 Pfund Höchstlast die Knickfestigkeit bestimmt. Dabei waren bei der Mehrzahl die Enden mit einem oder zwei Bolzen versehen, um die Nietung nachzunehmen, ein Teil wurde auch mit glatten Enden geprüft. Mit einem besonderen Kompressionsmesser wurde die Verkürzung in der Achse der Proben bestimmt. Die beobachteten Höchstlasten sind in Tabellen mitgeteilt und auch gegen das Verhältnis l/r (l die Länge, r der Radius des zugehörigen Kreises) aufgetragen. Die Werte streuen stark, so daß die aus den Mitteln gezogenen Schlußfolgerungen mit einer gewissen Vorsicht zu benutzen sind. Von besonderem Einfluß war die Einspannung. Die Beobachtungen wurden deshalb mit einem Faktor $f = l/L$ umgerechnet, in dem L die Länge des mit Bolzen versehenen Stabes bedeutet, der unter der gleichen Last zu Bruch kam. Er hat deshalb für Stäbe mit Bolzen den Wert 1 und für solche mit glatten Enden den Wert 2. Die Stäbe, welche unter sonst gleichen Bedingungen die größte Höchstlast aushielten, zeigten die geringste seitliche Ausbiegung und umgekehrt. Für großes Verhältnis l/r lassen sich die Versuche gut durch die Eulerschen Knickformeln darstellen, während sich bei kleineren Verhältnissen die auf eine Fließgrenze von 37 000 und einen Elastizitätsmodul von $30 \cdot 10^6$ Pfund/Quadratzoll umgerechneten Kármánschen Kurven gut anwäherten, mit Ausnahme des Verhältnisses $l/r = 80$ bis 85, wo der Einfluß der Exzentrität am größten war.

BERNDT.

William D. Harkins and Aaron Feldman. Films. The spreading of liquids and the spreading coefficient. Journ. Amer. Chem. Soc. **44**, 2665—2685, 1922, Nr. 12. Verff. geben zunächst einen zusammenfassenden Überblick über den Stand des Problems und entwickeln thermodynamisch ein Maß für die Tendenz einer Flüssigkeit (b), sich auf der Oberfläche eines anderen Stoffes (a) in Form einer dünnen Haut auszubreiten. Dies Maß ist S der „Zerfließkoeffizient“ (spreading coefficient): er ist definiert als Abnahme an freier Energie, die mit der Bildung von 1 qcm einer solchen Haut verbunden ist, oder genauer: mit der Vernichtung von 1 qcm Oberfläche von b und der Neubildung von 1 qcm Oberfläche von b und 1 qcm Zwischenfläche zwischen b und a . $S > 0$ bedeutet also Eintritt des Zerfließens (und ist äquivalent der Nichtexistenz des Neumannschen Dreiecks), $S < 0$ bedeutet Bildung von geschlossenen kugelförmigen Tropfen; der absolute Wert von S ist ein Maß für die Tendenz des Organismus. Anschaulich wird S dargestellt als Differenz: $W_A - W_C$, wo W_A die freie Adhäsionsenergie von b an a , W_C die freie Kohäsionsenergie von b bedeutet. Berechnen läßt sich S aus den Oberflächenspannungen γ_a und γ_b der beiden Stoffe gegen Luft und ihrer Zwischenflächenspannung γ_{ab} als: $S = \gamma_a - (\gamma_b + \gamma_{ab})$.

Messungen an zahlreichen organischen Flüssigkeiten gestatten zunächst zu entscheiden, ob das Vorzeichen von S wirklich ein brauchbares Kriterium für das Zerfließen darstellt. Die Prüfung an 87 organischen Stoffen aller möglichen Strukturen auf Wasser bestätigt die Brauchbarkeit der Größe S : 71 Stoffe mit $S > 0$ (von 50,4 — Äthylalkohol — bis 0,22 — Oktan —) zerfließen auf Wasser, 16 mit $S < 0$ (von -1, — Bromtoluol — bis -26,49 — Methylenjodid —) bilden Linsen. — Das große Material läßt leicht erkennen, daß zum Zerfließen auf Wasser das Vorhandensein einer polaren Gruppe nicht wesentlich ist. Denn eine solche Gruppe — z. B. (OH), COO, CONH — vergrößert zwar immer merklich den Wert von W_A ; ist aber W_G so groß, daß die organische Flüssigkeit klein genug (z. B. bei Hexan, Benzol), dann ist S auch bei kleinem W_A möglicherweise noch positiv. Der häufigste Grund für Linsenbildung liegt andererseits meist in einem hohen W_G begründet. — Über den Vorgang der Ausbreitung werden Einzelheiten mitgeteilt: Die Dicke der Häute ist recht verschieden. Paraffinöl bildet z. B. Tausende von Molekülen dicke Schichten, die meisten anderen untersuchten Stoffe nur Häute monomolekularer Dicke. — Linsenbildung ist mit der Unlöslichkeit verknüpft, das Zerfließen ist eine teilweise Lösung des Moleküls bis zu einem Vorstadium der eigentlichen Lösung. — Was den Einfluß bestimmter chemischer Substituenten anlangt, so führt Einführung von Halogenatomen bei aromatischen Körpern leichter zu nicht zerfließenden Stoffen als bei aliphatischen. Bei Schwefelverbindungen zeigt sich die Abstufung des polaren Charakters verschiedener Kombinationen: C=S (in den Senfölen) ist nur schwach polar, die Öle zerfließen nicht, dagegen tun es die Thiocyanate mit der Gruppe SCN, die Mercaptane mit SH. Auf einer mit Campher gesättigten Wasseroberfläche zerfließen eine Reihe Körper nicht, die es auf reinem Wasser tun; wohl eine Folge der Verminderung der Oberflächenspannung dieses Wassers gegenüber reinem Wasser. — Besondere Versuche wurden auch mit Hg-Flächen ausgeführt; die zur Berechnung von S nötigen Daten lagen schon vor (s. diese Ber. 2, 304, 1921). Für 22 Flüssigkeiten ergab sich $S > 0$; alle zerfloßen auf reinem Hg, auch Wasser, das allerdings den kleinsten absoluten Wert von S aufweist, woraus klar wird, daß dieser Versuch verhältnismäßig leicht mißlingen kann. Wasser auf organischen Flüssigkeiten zerfließt nie, eine Folge des hohen Wertes von W_G bei Wasser. — Zum Schluß folgt die Bemerkung, daß ganz entsprechende Verhältnisse auch die Benetzung fester Körper durch Flüssigkeiten beherrschen müssen; ihre Nachprüfung ist aber bis jetzt durch die Schwierigkeiten verhindert worden, die mit der Herstellung reiner fester Oberflächen verknüpft sind. Doch ist die Erforschung gerade dieser Vorgänge theoretisch und auch praktisch von Bedeutung, was den letzten Punkt betrifft, so erinnern Verff. an die Rolle der Seife und an die Undurchlässigkeit feuchten Sandes für Petroleum und ähnliches. EBERT-WÜRZBURG.

Elisa Laamanen. Bestimmung der Kapillaritätskonstanten verschiedener Alkohole und ihrer Gemische mit Wasser. Soc. Scient. Fenn. Comment. phys. math. 1, Nr. 4, 7 S., 1922. Nach der Steighöhenmethode mit drei Kapillaren ($r_1 = 0,284$ mm, $r_2 = 0,419$ mm, $r_3 = 0,522$ mm) sind die Kapillaritätskonstanten $a^2 = 2\alpha/\rho$ bestimmt worden, wobei die Formel $a^2 = r(h + \frac{1}{3}r)$ benutzt wurde. Für destilliertes Wasser ergab sich $a^2 = 14,89$, für Leitungswasser $a^2 = 14,70$, für Meerwasser $a^2 = 14,03$. Bei Mischungen von Methylalkohol mit destilliertem Wasser steigt mit abnehmendem Alkoholgehalt a^2 von 5,68 zunächst langsam, dann von etwa 70 Proz. H. an schneller. Bei Propylalkoholgemischen wächst a^2 zunächst von 6,06 bis 6,70 mit etwa 10 Proz. Wasser, nimmt dann ab bis 5,58 bei 70 Proz. H₂O und steigt dann s. schnell an. Amylalkohol gibt im Mittel $a^2 = 6,02$. Die Bezugstemperatur ist durchgehend 18° C.

H. R. SCHUBERT.

Brillonin. Essai d'interprétation théorique de la viscosité des liquides. Journ. de phys. et le Radium (6) 4, 167S—168S, 1923, Nr. 1. Die Mitteilung gibt eine kurze Übersicht über die in Journ. de Phys. 3, 326, 362, 1922 entwickelten Gedanken-gänge und Rechnungen (s. diese Ber. S. 279).. STÖCKL.

The Research Staff of the General Electric Company Ltd. London. A Problem in viscosity: The thickness of liquid films formed on solid surfaces under dynamic conditions. (Work conducted by F. S. Goucher and H. Ward.) Phil. Mag. (6) 44, 1002—1014, 1922, Nr. 263. Die Dicke d der Flüssigkeitsschicht, die sich auf einem festen Körper bildet, der aus einer Flüssigkeit herausgezogen wird, hängt ab von der Beschleunigung der Schwere g , der Viskosität η , der Dichte ϱ und ist für ein Blatt von unendlicher Breite $d^3 = \frac{2v_0\eta}{\varrho g}$, während für einen feinen Draht vom Radius r bei Vernachlässigung der Schwerkraftwirkung $d = rf\left(\frac{\eta v}{\gamma}\right) = r \cdot 4,8 \cdot \frac{\eta v}{\gamma}$ gefunden wird. γ bezeichnet die Oberflächenspannung und v die Geschwindigkeit. Diese Gleichungen sind auch gültig, wenn Suspensionen verwendet werden, bei denen der Korndurchmesser jedoch kleiner als d sein muß. — Die Versuche sind in der Weise ausgeführt worden, daß dünne Drähte (Wolfram oder Konstantan) und Kupferreifen von 0,5 mm Dicke und 25 mm Breite durch Wachs hindurchgezogen wurden, welches in einem Gefäß (im Glycerinbad) erhitzt wurde. Dabei wurde die Viskosität durch Änderung der Temperatur vermindert; die Messung der Schichtdicke konnte nicht durch Wägung festgestellt werden, da das Wachs nach dem Herausziehen erstarrte. Auch mit Wasserglaslösung sind Versuche ausgeführt worden. Die Viskosität ist im Erhitzungsgefäß selbst durch die Torsion gemessen worden, die einer Scheibe erteilt wurde, welche sich in geringem Abstand über einer mit bekannter Geschwindigkeit rotierenden befand. Zur Bestimmung der Oberflächenspannung ist die Wilhelmysche Methode benutzt worden. — Die Versuche wurden innerhalb folgender Grenzwerte ausgeführt:

$$\begin{array}{lll} 0,00075 < r < 0,01 \text{ cm} \\ 5,1 < v < 66,0 \text{ cm} \\ 1 < \eta < 100 \text{ Centipoise} \\ 36 < \gamma < 62 \text{ Dyn/cm} \\ 0,8 < \varrho < 1,4 \text{ g/cm}^3. \end{array}$$

Die in den Formeln gegebenen Grenzfälle ließen sich in der angegebenen Weise mit guter Näherung realisieren; die beobachteten Abweichungen lassen sich auf die Änderung der Viskosität beim Erstarren außerhalb der Flüssigkeit zurückführen. — Es wird noch auf die eigenartige Tropfenbildung hingewiesen, die ähnlich derjenigen bei einem Flüssigkeitsstrahl ist und die bei der annäherungsweise gültigen theoretischen Behandlung nicht berücksichtigt worden ist. H. R. SCHULZ.

reta Tigerstedt. Bestimmung der inneren Reibung von Natrium- und Kaliumsulfatlösungen. Soc. Scient. Fenn. Comment. phys.-math. 1, Nr. 5, 8 S., 1922.
oini Kantele. Bestimmung der inneren Reibung von Natrium- und Kaliumtartratlösungen. Soc. Scient. Fenn. Comment. phys.-math. 1, Nr. 6, 6 S., 1922.
 Die innere Reibung von Natrium- und Kaliumtartratlösungen verschiedener Konzentrationen wurden mit dem Ostwaldschen Viskosimeter bestimmt. Zwischen innerer Reibung und Temperatur wurde lineare Beziehung gefunden. RONA.

E. Frivold. Nachtrag zu meiner Arbeit: „Dichtebestimmungen an Lösungen“
 Erst Bestimmung der Dichteunterschiede zwischen Wasser und Wasser

mit Luft gesättigt. Phys. ZS. 24, 86—87, 1923, Nr. 4. Vgl. diese Ber. 2, 16, 1922. Verf. errechnet jetzt aus seinen Versuchen bei 15,6° den Dichteunterschied

$$D = \frac{d_1 - d_2}{d_2} \cdot 10^7 = 18,95.$$

SCHEER

Philip S. Danner and Joel H. Hildebrand. The degree of ionization of ethyl alcohol. I. From measurements of conductivity. Journ. Amer. Chem. Soc. 44, 2824—2831, 1922, Nr. 12. [S. 530.]

Philip S. Danner. The degree of ionization of ethyl alcohol. II. From measurements of electromotive force. Journ. Amer. Chem. Soc. 44, 2832—2839, 1922, Nr. 12. [S. 530.]

EBERT-Würzburg

Charles A. Kraus and Edward H. Zeitfuchs. The molecular weight of the sodium-tellurium complex in liquid ammonia as derived from vapor pressure measurement. Journ. Amer. Chem. Soc. 44, 2714—2728, 1922, Nr. 12. Die Untersuchung soll die Konstitution der Lösungen aufklären, die in flüssigem Ammoniak Tellur bis zur Sättigung und wechselnde Mengen Natrium enthalten. wird in einer genau beschriebenen Anordnung die relative Dampfdruckverminderung gemessen in ihrer Abhängigkeit von der Konzentration der Lösungen an Natrium. Die verdünnteste Lösung war an Na etwa 0,03 N. Das Raoultsche Dampfdruckgesetz fand sich im ganzen bestätigt, indem — besonders desto besser, je verdünnter die Lösung — $\frac{\Delta P}{P}$ eine nahezu lineare Abhängigkeit vom Molenbruch $\frac{n}{n+N}$ zeigt

(hierin ist n die Zahl der g-Atome Na, N die der g-Mole NH_3). Eine einfache Anwendung der Theorie der Lösungen zeigt, daß in diesem Falle zwei Atome Natrium in einem Molekül der in Lösung befindlichen Komplexe enthalten sein müssen; Einklang mit früheren Ergebnissen werden Na_2Te , Na_3Te_2 , Na_4Te_3 als solche Komplexe bezeichnet. Verf. verbreiten sich zum Schlusse über die Bedeutung ihrer Befunde für die Auffassung des Baues metallischer Verbindungen (s. diese Ber. 3, 11, 1922).

EBERT-Würzburg

A. J. Currier with A. W. Browne. Absorption of carbon disulfide vapor by aqueous solutions of sodium trinitride. Journ. Amer. Chem. Soc. 44, 2854—2854, 1922, Nr. 12. Lösungen von Natriumazid (NaN_3) in Wasser absorbieren quantitativ 1 Mol Schwefelkohlenstoff (CS_2) unter Bildung von NaSCSN_3 . Verff. untersuchen die Brauchbarkeit dieses Vorgangs zu gasanalytischen Zwecken und stellen fest, daß sich bei kurzer Berührung von Gas und Lösung und kräftigem Schütteln recht befriedigende Resultate erhalten lassen. Auch die Haltbarkeit der Lösung ist genügend.

EBERT-Würzburg

Alfred T. Larson and Clark S. Teitworth. The absorption of carbon monoxide by cuprous ammonium carbonate and formate solutions. Journ. Amer. Chem. Soc. 44, 2878—2885, 1922, Nr. 12. In der Technik (NH_3 -Synthese) ist die Entfernung letzter Spuren des als Katalysatorgift gefürchteten Kohlenmonoxyds (CO) nötig. Verff. untersuchen die Absorption dieses Gases durch ammoniakalische Kupferazidlösungen bei tiefen Temperaturen und die Regenerationsfähigkeit dieser Lösung durch Erwärmen. Die Konzentrationen der einzelnen Lösungsbestandteile werden planmäßig variiert. Im ganzen erweist sich die ammoniakalische Formiatlösung als empfehlenswert, da sie gegen Erwärmen haltbarer ist.

EBERT-Würzburg

Gurwitsch. Über die physiko-chemische Attraktionskraft. II. Zur Theorie der Adsorption. Kolloid-ZS. **32**, 80—91, 1923, Nr. 2. Verf. gibt eine mechanische Theorie der Adsorption. Der Adsorptionsvorgang wird als Äußerung der physiko-chemischen Attraktionskraft betrachtet, welche Molekülen aller chemischen Verbindungen anhaftet. In den Fällen, wo es sich um Anziehung von Flüssigkeiten durch feste Körper handelt, kann als ein angenähertes Maß dieser Attraktionskraft die Benetzungswärme dienen. Sie unterscheidet sich von der rein chemischen Affinität darin, daß sie zwischen den elektrisch neutralen Molekülen auf relativ große Entfernungen von mehreren Molekularschichten wirkt, sie führt zu keinen stöchiometrischen Verhältnissen. Sie wirkt spezifisch wie die chemische Affinität, aber ihre Größe wächst mit der Homogenität der reagierenden Stoffe. RONA.

Hermann Selle. Über Schallgeschwindigkeiten in Stickstoffdioxid. ZS. phys. Chem. **104**, 1—9, 1923, Nr. 1/2. Durch Schallgeschwindigkeitsbestimmungen in N_2O_4 nach der Kundtschen Methode wurde eine Schalldispersion in dem Bereich zwischen den Schwingungszahlen 3670 und 1690 festgestellt. Mit abnehmender Schwingungszahl sanken die Werte um etwa 3 m/sec. Diese Schalldispersion zeigte sich bei verschiedenen Temperaturen und Drucken. — Nach einer Methode, ähnlich wie sie Clément und Desormes, Partington u. a. zur Bestimmung von c_p/c_v benutzten, wurde auf dem Wege adiabatischer Volumänderung der Quotient $\sqrt{dp/d\rho}$ bestimmt. Dieser gibt die Schallgeschwindigkeit für sehr langsame Schwingungen wieder. Mit Einschluß dieser Werte für die Schallgeschwindigkeit beträgt bei 21°C und 500 mm Druck die Schalldispersion 4 m/sec oder 2,2 Proz. der Schallgeschwindigkeit. — Aus der Beziehung zwischen Schallgeschwindigkeit und Reaktionsverlauf wurden die Proportionalitätsfaktoren k_1 und k_2 für die Umsetzungsgeschwindigkeiten berechnet. Zwischen 18 und 26°C steigen die Werte für k_1 mit der Temperatur von 76 bis 617; für k_2 wurde als Mittelwert $4,8 \cdot 10^6$ gefunden, ohne daß sich eine Temperaturabhängigkeit zeigte. Eine Druckabhängigkeit ergibt sich aus den Werten weder für k_1 noch für k_2 . Es setzt sich demnach von 1 Mol undissoziierten N_2O_4 bei 21°C und 500 mm Druck in 10^{-4} sec 4,4 Proz. zu NO_2 um, oder es assoziieren von 1 Mol reinen NO_2 in 10^{-8} sec 4,6 Proz. in N_2O_4 . SCHEEL.

L. Negel. Über den Bereich hörbarer Töne. Electrical Communication **1**, 3, 1922, Nr. 2. Trägt man als Abszissen die Frequenzen, als Ordinaten die Lautstärken oder die Druckschwankungen im äußeren Ohr, am besten deren Logarithmen, auf, so kann man eine Kurve für die Reizschwelle des Hörens zeichnen, die für jede Frequenz diejenige Druckschwankungsamplitude angibt, die eben noch hörbar ist. Oberhalb dieser Kurve liegt der Bereich hörbarer Töne. Es zeigt sich aber, daß es noch eine zweite, ebensogut definierte Kurve gibt, die als Reizschwelle der Tastempfindung anzusehen ist und angibt, bei welcher Schallenergie ein Ton der gegebenen Frequenz eben fühlbar wird; bei Überschreitung dieser Grenze wird der Ton sehr bald schmerzhaft. Der Bereich oberhalb dieser zweiten Kurve ist nun zum Hören natürlich untauglich. Bei sehr hohen und sehr tiefen Frequenzen überschneiden sich beide Kurven, so daß solche Töne leichter gefühlt als gehört werden können. — Die beiden Kurven umschließen also ein Gebiet, das den eigentlichen Hörbereich darstellt, innerhalb desselben läßt sich ein Bereich der für die Sprache wichtigen Frequenzen und Lautstärken abgrenzen. — Weiter werden die Verschiebungen, die diese Grenzen bei Krankheiten des Ohres erfahren, betrachtet, sowie die Veränderungen, die die Töne dabei innerhalb des verbleibenden Gebietes erleiden. Diese Untersuchungen liefern die experimentellen Grundlagen für die Entscheidung der

Frage, durch welche instrumentellen Mittel man die Schwerhörigkeit korrigieren kann — In einem theoretischen Anhang wird gezeigt, daß die Angaben über die Druckschwankungsamplitude im Gehörgang noch nicht ganz sicher sind, da der Grad der Nachgiebigkeit der Wandungen des Gehörganges nicht genügend bekannt ist. (Aus Zeitschriftenschau des Telegraphentechn. Reichsamts, Referent: Salinger.) SCHERER

R. V. L. Harvey und Th. C. Fry. Über Lokalisierung von Geräuschen. *Electrical Communication* 1, 51–56, 1922, Nr. 2. Es wird angenommen, daß das Ohr ankommende Geräusche in ihre Fourierkomponenten zerlegt und die einzelnen Töne in bekannter Weise durch Vergleichung der Phasen (in zweiter Linie der Intensitäten) an beiden Ohren lokalisiert. Ergeben sich Widersprüche zwischen den Angaben der einzelnen Komponenten, so werden sie unbewußt ausgeglichen. (Aus Zeitschriftenschau des Telegraphentechn. Reichsamts, Referent: Salinger.) SCHERER

H. Fletscher. Über die Struktur der Sprache. *Electrical Communication* 1, 4, 1922, Nr. 1. Diese Arbeit bildet eine Ergänzung zu der von Crandall und Mackenzie über die Energieverteilung in der menschlichen Sprache (s. diese Ber. 3, 975, 1922). — Es werden alle möglichen Silben der Form: Konsonant–Vokal–Konsonant gebildet und auf ein Kondensatormikrophon mit dahinter geschaltetem Verstärker gesprochen. Die Ströme werden dann in bekanntem Verhältnis geschwächt und telephonisch abgehört. Statistisch wird untersucht, in wieviel Prozent der Fälle jeder Laut des (englischen) Alphabets mit irgend einem anderen verwechselt wird bei verschiedenen Lautstärken.

Es ergibt sich, daß die Amplitude der Schallwellen ohne Schaden auf: $\frac{1}{10^5}$ des Wertes sinken kann, den sie bei normaler Sprache unmittelbar vor dem Mund des Sprechenden hat. Sinkt sie weiter, so sinkt die Verständlichkeit. Bei etwa $\frac{1}{10^{10}}$ der Anfangsamplitude wird sie Null. — Die gleichen Versuche wurden wiederholt, wobei aber Siebketten eingeschaltet wurden, die alle Töne oberhalb oder unterhalb einer kritischen Frequenz abdrosseln. Die Ergebnisse sind für die einzelnen Laute verschieden. Im Mittel ergibt sich, daß die für die Verständigung wichtigsten Frequenzen sehr hoch liegen. Während z. B. die Energie der Sprache nach Crandall und Mackenzie zu 83 Proz. in den Frequenzen unter $f = 1000$ enthalten ist, sinkt die Verständigung, wenn nur diese Frequenzen benutzt werden, auf 40 Proz. herab. Wenn alle Frequenzen über $f = 3000$ abgedrosselt werden, ist die Verständigung ebenso schlecht, wie wenn alle Frequenzen unter 1000 fehlen. Die Zischlaute werden noch wesentlich verschlechtert, wenn nur die Frequenzen über $f = 5000$ weggelassen werden. (Aus Zeitschriftenschau des Telegraphentechn. Reichsamts, Referent: Salinger.) SCHERER

4. Aufbau der Materie.

R. Bär et Yu Chen Yang. Sur l'effet photoélectrique des particules ultra-microscopiques. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 4, 249–252, 1922, Mai–Juni. Durch Kombination der Einsteinschen Gleichung für die Geschwindigkeit lichtelektrisch ausgelöster Elektronen:

$$h(\nu - \nu_0) = \frac{1}{2} m v^2 = e V_m = e \cdot \frac{E}{a} \dots \dots \dots (1)$$

(V_m = maximales Aufladungspotential unter Wirkung des Lichtes der Frequenz ν , e = Ladung des Elektrons, E = dabei entwichene Elektrizitätsmenge, a = Radius

ines sehr kleinen Kügelchens, an dem der Effekt beobachtet wird) mit der Millikan'schen Gleichung:

$$\frac{E \cdot \mathcal{E}}{300} = \frac{4}{3} \cdot \pi a^3 \sigma g \quad \dots \dots \dots (2)$$

$\mathcal{E} = \frac{V}{d}$ Feldstärke im Millikankondensator, die das Kügelchen mit der Ladung E gerade in der Schwebelage hält, V die zugehörige Spannung zwischen der Kondensatorplatte, d deren Abstand, $\sigma =$ Dichte des Kügelchens) erhält man die Beziehung

$$V = 400 \pi \frac{d \sigma g \varepsilon}{h(\nu - \nu_0)} a^2 = k a^2 \quad \dots \dots \dots (3)$$

wo k eine durch Apparatdimensionen und wirksame Wellenlänge bestimmte Konstante. Versuche, die an 26 verschiedenen Kügelchen aus Selen angestellt werden, deren Radien a jeweils durch besondere Messungen nach der korrigierten Stokesschen Formel bestimmt worden sind, zeigen, daß die Konstanz von k eine sehr gute ist, sobald $a \geq 7 \cdot 10^{-5}$, für kleinere a nimmt dagegen k sehr schnell zu und erreicht für $a = 2 \cdot 10^{-5}$ Werte, die jene Konstante um mehr als das Doppelte übertreffen. Man sieht ohne weiteres, daß, wenn für ε Zahlen kleiner als die der Ladung eines Elektrons eingesetzt werden, dies nur Unterschreitungen des Normalwertes von k verursachen kann. Ist dagegen der Radius dieser kleinsten Tröpfchen zu klein bestimmt dadurch, daß man in Wahrheit ihre Dichte nicht gleich der des kompakten Selens, sondern bedeutend kleiner einsetzen muß, so erhält man auf diese Weise genau wie im Experiment zu große Werte von k . Der gleiche Fehler führt aber auch zur Annahme von Subelektronen, so daß deren Vorkommen durch die neuen Versuche nochmals widerlegt ist.

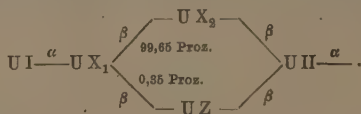
PETER PRINGSHEIM.

J. A. Kramers. De bouw der atomen en de physische en chemische eigenschappen der elementen. *Physica* 2, 381—392, 1922, Nr. 12; 3, 12—22, 1923, Nr. 1. SCHEERL.

Ferdinand Kirsich. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. 150. Über den genetischen Zusammenhang zwischen Thor und Uran und über Altersbestimmungen an radioaktiven Mineralien. Die Lebensdauer des Thoriums. *Wien. Anz.* 1922, S. 185—186, Nr. 20.

F. Kirsich. Über den genetischen Zusammenhang zwischen Thor und Uran. *Verh. d. D. Phys. Ges.* (3) 3, 73—74, 1922, Nr. 3. Falls das Uran ein bisher unbekanntes Isotop vom Atomgewicht 236 enthalten sollte, das durch α -Zerfall in Thorium übergeht und genetisch nicht mit UI und UII zusammenhängt, so muß sich in den Uranmineralien der Prozentsatz der voneinander unabhängigen Uranisotopen allmählich ändern. Nimmt man z. B. als Halbwertszeit des hypothetischen Thoriumurans den Wert 10^8 Jahre an, gegenüber $5 \cdot 10^9$ Jahren für das bekannte UI, so muß das kürzerlebige Thoriumuran heute bereits zum weitaus größten Teile zerfallen sein. Vorhanden ist dagegen sein Zerfallsprodukt, das sehr viel beständigere Thorium; und zwar muß dies, immer unter der obigen Annahme seines Ursprungs, in geologisch alten Uranmineralien zu einem größeren Prozentsatz vorhanden sein als in jüngeren. — Die experimentelle Prüfung dieser Frage brachte bei drei definierten Uranmineralien verschiedenen Alters augenscheinlich eine Bestätigung der obigen Vermutung. Zwei voneinander unabhängige Resultate ergaben für die Muttersubstanz des Thoriums, das Thoriumuran, eine Halbwertszeit von 63 Millionen Jahren und für den derzeitigen Gehalt des Urans an dem neuen Isotop den Wert $5 \cdot 10^{-6}$. Eine ausführlichere Mitteilung über den Gegenstand wird in Aussicht gestellt. HAHN.

Otto Hahn. Über das Uran Z und seine Muttersubstanz. ZS. f. phys. Chem. 103, 461—480, 1923, Nr. 5/6. Vor einiger Zeit wurde von O. Hahn in käuflichen Uransalzen eine neue radioaktive Atomart, Uran Z, ein Isotop des Protactiniums aufgefunden und in ihren radioaktiven Eigenschaften festgelegt (s. diese Ber. 2, 380 1086, 1921). Die vorliegende Arbeit befaßt sich nun mit der Stellung dieser neuen Substanz zu den übrigen Gliedern der Uranreihe. Als Muttersubstanz kommt nur das Uran X_1 , oder ein neues UX_1 -Isotop, in Frage. Im ersteren Falle erleidet das U einen dualen Zerfall in einer Art, wie es bisher bei Radioelementen nicht beobachtet wurde. Im letzteren wäre die wahrscheinlichste Annahme die Existenz einer neuen Uranzerfallsreihe sehr geringer Strahlungsintensität, deren einzelne Glieder sich als Isotope in die bekannte Uranradiumreihe einreihen. Die Entscheidung zwischen diesen beiden Möglichkeiten fällt im Sinne des Falles 1; das Uran Z entsteht neben dem UX_2 durch β -Strahlenzerfall aus dem UX_1 . Mit Hilfe einer radioaktiven Indikatormethode wird die quantitative Bestimmung des Aktivitätsverhältnisses Uran Z : Uran X_1 ausgearbeitet. Die Messungen ergaben für eine ganze Reihe sehr verschieden alter UX -Präparate einen konstanten Wert für dieses Verhältnis. Aus dem gefundenen Aktivitätsverhältnis $UZ:UX$ ergibt sich unter Berücksichtigung der anderen Absorbierbarkeit der β -Strahlen des UZ gegenüber der des UX ein Abzweignungsverhältnis von rund 0,35 Proz. Das Zerfallsschema des Anfanges der Uranreihe ist danach höchstwahrscheinlich das folgende:



HAHN

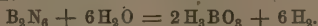
P. Ludewig und E. Lorensen. Über die Verwendbarkeit von Radium- und Urannormallösungen für Emanationsmessungen. ZS. f. Phys. 13, 284—291, 1923, Nr. 5. Die Verff. untersuchten Radium- und Urannormallösungen während der Dauer eines Jahres auf ihre Übereinstimmung untereinander und ihre zeitliche Konstanz. Veranlassung dazu bot die Freiburger Tagung im Mai 1921, auf der empfohlen wurde, radioaktive Quellen in Zukunft durch Vergleich mit Normlösungen zu messen. Zur Verfügung standen eine größere Anzahl Radiumnormallösungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und eine Anzahl Urannormallösungen. Die von den Lösungen entwickelten Emanationsmengen wurden in üblicher Weise in die Ionisationskammer eines Emanationselektrometers übergeführt, das durch die konstante γ -Strahlung eines Radiumpräparates von etwa 1 mg Radiumelement dauernd auf Konstanz der Empfindlichkeit kontrolliert wurde. Jede der Lösungen wurde im Laufe des Jahres etwa sechsmal untersucht. Das Ergebnis war: 1. Die von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gelieferten Radiumnormallösungen stimmen auf Grund der Emanationsmessungen innerhalb 1 Proz. untereinander überein. 2. Die im Freiburger Radiuminstitut hergestellten Urannormallösungen stimmen mit den Lösungen der Reichsanstalt bis auf etwa 0,5 Proz. überein. 3. Die Temperatur der Lösungen bei der Überführung in den Ionisationsraum spielt keine Rolle. 4. Jede der Lösungen zeigte mit zunehmendem Alter im Laufe eines Jahres keine nachweisbare Verschlechterung. Das gleiche gilt von den Urannormallösungen.

LUDEWIG

Hermann Bongards. Radioaktive Zerfallsprodukte in der Atmosphäre und die Wahrscheinlichkeit ihrer Herkunft von der Sonne. Phys. ZS. 24, 16—19, 1923, Nr. 1. Der Verf. hat früher die Vermutung ausgesprochen, daß die in

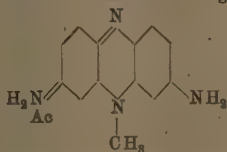
höheren Schichten der Atmosphäre nachgewiesenen Mengen von Radiumemanation in der Sonnenatmosphäre ihren Ursprung hätten. Er stützt diese Vermutung jetzt durch einen Vergleich von radioaktiven Messungen mit einer Reihe spektroheliographischer Aufnahmen im Lichte der Calciumlinie, die ihm von zwei amerikanischen Instituten zur Verfügung gestellt worden sind. Beobachtungen des Radiumemanationsgehaltes der Luft bis zu etwa 2500 m Höhe, die im Jahre 1913 in Lindenberg angestellt worden sind, zeigen an den herangezogenen Tagen ein ausgeprägtes Maximum zu der Zeit, zu der sich eine besonders auffallende Calciumflockengruppe etwa in der Mitte der Sonnenscheibe befand. Aus den Zahlen glaubt der Verf. schließen zu können, daß in Zusammenhang zwischen der Calciumflockengruppe und den auf der Erde beobachteten radioaktiven Messungen besteht. Er empfiehlt Höhenbeobachtungen des Emanationsgehaltes mit spektroheliographischen Aufnahmen im Lichte der Heliumlinie zu vereinigen, um so die Frage zur Entscheidung zu bringen. LUDEWIG.

Alfred Stock und Ernst Kuss. Atomgewichtsbestimmung des Bors. Chem. Ber. 56, 314—316, 1923, Nr. 1. Das Atomgewicht des Bors wurde nach einer neuen Methode bestimmt, welche sich darauf gründet, daß das gasförmige Diboran, B_2H_6 , durch Wasser schon bei Zimmertemperatur schnell und quantitativ in Borsäure und Wasserstoff zersetzt wird:

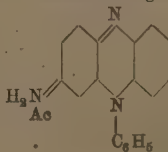


Ausgehend von einer gewogenen Menge Diboran, mißt man den entstehenden Wasserstoff und arbeitet so nach einem Verfahren, welches dem bisherigen, auf der Analyse des Borax oder des Bortrichlorids fußenden in verschiedener Hinsicht überlegen ist. Die Hauptschwierigkeit, ein reines, von anderen Borhydriden und von Siliciumhydriden freies Diboran zu gewinnen, ließ sich durch wiederholtes fraktioniertes Destillieren überwinden. Aus sechs Bestimmungen ergab sich für das Atomgewicht des Bors der Mittelwert zu 10,8055; mittlerer Fehler der Einzelbestimmungen: $\pm 0,0036$; mittlerer Fehler des Mittelwertes: $\pm 0,0015$. Die erhaltene Zahl ist noch etwas niedriger als die in letzter Zeit von anderen Autoren durch Analyse des Bortrichlorids gefundenen Werte (10,82 bis 10,84). Sie entspricht dem von Aston aus dem Massenspektrogramm des Bors gezogenen Schlusse, daß das Atomgewicht im Bereiche $10,75 \pm 0,07$ liegen müsse. Das Verfahren kann keinesfalls zu viel Wasserstoff und daher auch keinesfalls eine zu kleine Zahl für das Atomgewicht ergeben. KAUFFMANN.

F. Kehrmann et M. Sandoz. Détermination des formules de constitution des matières colorantes par examen et discussion des formes de leurs spectres d'absorption. IV. Helv. Chim. Acta 5, 895—905, 1922, Nr. 6. Vergleicht man die Absorptionsspektren von Mono- und Diamino-methyl-phenazonium, so findet man, daß die Einführung der zweiten Aminogruppe die Farbe der Lösung der Monosalze von Kirschrot nach Rotorange aufgehellt hat. Ähnlichen negativen Wirkungen



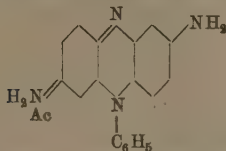
2,6-Diamino-methyl-phenazoniumsalz.



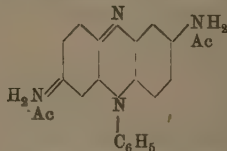
Aposafranin.

einer auxochromen Gruppe begegnet man beim Phenosafranin und beim Lauthschen Violett, ferner bei den Mono- und Diaminoderivaten des Phenazins, von welchen die letzteren weniger rötlich als die ersteren sind. Einführung von Phenyl in die Amino-

gruppen ruft eine starke Farbenvertiefung hervor; im Diamino-methyl-phenazoniumsalz von obenstehender Formel verschiebt sich dabei das Absorptionsmaximum von 530μ (zweites Maximum bei 483μ) nach 572μ . Eine analoge, nur etwas stärkere Verschiebung bewirkt die Einführung von p-Tolyl. — Die Monosalze des 2,7-Diamino-phenyl-phenazoniums geben blaue Lösungen, so daß hier gegenüber dem Aposafranin, das sich violettstichig rot löst, der Eintritt der zweiten auxochromen Aminogruppe die Farbe vertieft hat. Wie das letztere wird auch das erstere parachinoid aufgefaßt. Die blauen Salze verwandeln sich durch wenig Schwefelsäure in die roten Disalze

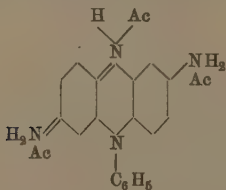


2,7-Diamino-phenyl-phenazonium-monosalz, blau.

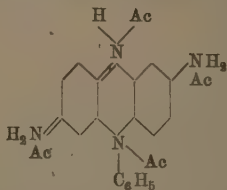


2,7-Diamino-phenyl-phenazonium-disalz, rot.

welche nicht nur in der Farbe, sondern auch spektroskopisch dem Aposafranin sehr ähnlich und daher wie dieses parachinoid konstituiert sind. Auflösen der Salze in konzentrierter Schwefelsäure liefert, wie beim Aposafranin, grüne Lösungen, in rauchender Schwefelsäure rötlichbraune Lösungen. In diesen Lösungen werden Trisalz und Tetrasalze folgender Konstitution angenommen:

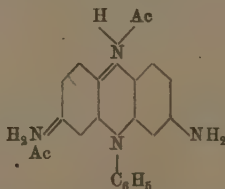


Trisalz, grün.



Tetrasalz, braun.

Nach ähnlichen Prinzipien werden die Salze des 1,3-Diamino-phenyl-phenazonium untersucht, nur daß geschlossen wird, das Trisalz sei hier orthochinoid. Beim 2,7-Diaminoderivat ist das Monosalz rot, das Disalz blau, das Trisalz grün und das Tetrasalz braunrot; die beiden letzteren Salze haben wieder die Farbe der Aposafraninsalze. Es wird geschlossen, daß das Mono-, das Di- und das Trisalz parachinoid, das Tetrasalz dagegen orthochinoid seien. Für das blaue Disalz wird die Formel:



aufgestellt. Zum Schlusse wird die Ansicht ausgesprochen, daß die Komplexformeln von Fierz und anderen nicht imstande seien, die beschriebenen Tatsachen ausgedrückt zu drücken.

KAUFFMAN

O. Rankine. On the Structure of the Sulphur Dioxide Molecule. Proc. Phys. Soc. London **35**, 33—38, 1922, Nr. 1. Die auf Viskositätsmessungen gegründete Bestimmung der molekularen Dimensionen des Schwefeldioxyds werden vom Verf. zur Unterlage von Rechnungen gemacht, aus denen er Schlüsse auf die Anordnung der Atome im Molekül zieht. Die wahrscheinlichste Anordnung sei eine solche, bei welcher gemäß der Formel $S \begin{smallmatrix} \diagup O \\ \diagdown O \end{smallmatrix}$ zwischen jedem Paar der drei Atome chemische Bindungen existieren.

KAUFFMANN.

Kenner. Configurations of Molecules of Benzenoid Substances. Nature **109**, 581, 1922, Nr. 2740. Die Bemerkung Robinsons (Nature **109**, 476, 1922) über die Darstellung des Moleküls kristallisierten Naphthalins veranlaßt den Verf., auf die von ihm gemeinsam mit Christie ausgeführte Spaltung der trans-6,6'-Dinitrophenensäure in optisch aktive Komponenten hinzuweisen. Die Spaltbarkeit deutet an, daß die beiden Benzolkerne dieser Verbindungen nicht in der gleichen Ebene liegen. Wenn dem so ist, so folgt, daß die Richtung der Valenz von jedem der Kohlenstoffatome, durch welche diese Kerne aneinandergebunden sind, nicht, wie gewöhnlich angenommen wird, in der Ebene des Benzolringes liegt. Unterschiede zwischen Diphenyl selbst und Benzol in bezug auf Molekularrefraktion, katalytische Reduzierbarkeit und Verhalten gegen Ozon legen die Frage nahe, ob die Fixierung der Konfiguration eine allgemeine Eigenschaft der Diphenylderivate ist oder von der Natur der anwesenden Substituenten abhängt und z. B. in Verbindung steht mit den Beobachtungen über die von der Nitrogruppe bewirkte Veränderung der ultravioletten Absorption des Benzols. Diese Betrachtungen haben nur dann Gültigkeit, wenn die Verwandtschaft zwischen den genannten Isomeren stereochemisch in gewöhnlichem Sinne ist; es besteht aber die Möglichkeit, daß der Unterschied eher ein solcher der Struktur ist, beispielsweise in dem Sinne, daß die beiden Verbindungen verschiedene Typen der Kerne enthalten.

KAUFFMANN.

Schermann Selle. Über Schallgeschwindigkeiten in Stickstoffdioxyd. ZS. phys. Chem. **104**, 1—9, 1923, Nr. 1/2. [S. 513.]

SCHEEL.

Magnus. Über chemische Komplexverbindungen. ZS. f. anorgan. Chem. **104**, 289—321, 1922, Nr. 4. Der Verf. berechnet die in Komplexverbindungen tätigen Valenzkräfte auf dieselbe Weise und unter denselben Voraussetzungen wie Kossel für heteropolare Verbindungen. Er zeigt zunächst am Beispiel der komplexen Silberjodiden $[AgJ_2]$ und $[AgJ_3]$, daß jedes der hierin befindlichen Jodionen neben der Anziehung durch das zentrale Silberatom eine Abstoßung durch die anderen, das über umgebenden Jodionen erfährt. Eine solche als Abschirmung bezeichnete Abstoßung ist überall anzunehmen, wo negative Ionen mit einem positiven Zentralatom in einem Komplex zusammentreten. Die Abschirmung ist bei flächenhafter Anordnung der gebundenen Ionen stets größer als bei räumlicher Verteilung, so daß diese vorzuziehen als bevorzugt gelten darf. Der Verf. führt deshalb seine Betrachtungen, soweit es möglich ist, nur für raumsymmetrische Verteilung durch und berechnet auf dieser Basis elektrostatisch die Bildungsenergie der komplexen Ionen. Die Maximalwerte, die die Bildungsenergie bei gegebener Wertigkeit des Zentralatoms und veränderlicher Koordinationszahl hat, entsprechen der stabilsten Verbindung. So findet man für einwertige Elemente, wie Silber, als wahrscheinlichste Koordinationszahl den Wert 2, neben dem auch 3 vorkommen kann, während der Wert 4 in Übereinstimmung mit der Erfahrung ausgeschlossen ist. — Ist ein im Vergleich zu den Halogenen kleines Zentralatom von einer Anzahl von Halogenionen umgeben, so können diese eine zu-

sammenhängende Hülle bilden, die beim Eintritt weiterer Halogene gesprengt und auseinandergedrängt werden muß, so daß die Halogene nur noch einander, aber nicht mehr das Zentralatom mit ihren Wirkungssphären berühren. Dieser Einfluß wird als energetische Hinderung bezeichnet, weil die Bildung des der Ladung entsprechenden Komplexes einen Energieaufwand bedingen würde. Die energetische Hinderung spielt eine wichtige Rolle bei Zentralatomen von niedrigem Atomgewicht und läßt sich an Fluorverbindungen verfolgen. Es wird so abgeleitet, daß beim Kohlenstoff und Schwefel nur die neutralen Fluoride CF_4 und SF_6 existenzfähig sind und je Komplexbildung, die einen Energieaufwand bedingen würde, ausgeschlossen ist. Die Unmöglichkeit, der Kieselfluorwasserstoffsäure analoge Kohlenstoffverbindungen herzustellen, wird also durch die energetische Hinderung gedeutet. In noch höherem Maße als beim Fluor tritt bei den anderen Halogenen die energetische Hinderung auf, und noch begünstigter dürfte sie beim Sauerstoff und Schwefel sein. — Die Molekülverbindungen sind auf die Dipolnatur der angelagerten Moleküle zurückzuführen. Infolge der verhältnismäßig kleinen, mit wachsendem Abstand abnehmenden Abschirmung tritt bei ihnen die energetische Hinderung stark zurück und sind hohe Koordinationszahlen auch bei kleinen Zentralatomen häufiger. Die Löslichkeit organischer Verbindungen richtet sich außer nach der Dielektrizitätskonstanten auch nach dem Dipolmoment der Moleküle des Lösungsmittels. Dipolionen werden, insbesondere bei hoher Einzelladung und großer Dipollänge, fester gebunden als gleichwertige Atom- oder Quadrupolionen; sie lassen daher bei gleicher Ladung des Zentralatoms höhere Koordinationszahlen erwarten.

KAUFFMAN

William H. Bragg. The Significance of Crystal Structure. A Lecture delivered before the Chemical Society on October 26 th, 1922. Journ. Chem. Soc. **121**, 2766—2787, 1922, Nr. 722, Dez. Frühere Untersuchungen des Verf. (Proc. Phys. Soc. **34**, 33, 1921; diese Ber. **3**, 1142, 1922) hatten im Elementarkörper des Naphthalins und Anthracens zwei Moleküle, im Elementarkörper des α -Naphthols und der Benzoesäure vier Moleküle ergeben. Diese Verbindungen, sowie allgemein die meisten organischen Kristalle, besitzen monoklin-prismatische Symmetrie. Wird ein H-Atom der aromatischen Kohlenwasserstoffe durch OH, COOH, NO_2 ersetzt, so daß das Molekül niedrig symmetrischer wird, so muß, wenn die Kristallsymmetrie beibehalten wird, die Molekülzahl im Elementarkörper erhöht werden. Die 32 Kristallklassen werden nach „Symmetrienummern“ geordnet. Das ist jene Zahl, welche angibt, wieviel symmetrieloze Moleküle zum Aufbau des entsprechenden Elementarkörpers notwendig sind. Besitzt das Molekül eine Eigensymmetrie, so ist, wie bei den aromatischen Kohlenwasserstoffen, nur ein Bruchteil der betreffenden „Symmetrienummer der Kristallklasse“ zum Aufbau nötig. Der Quotient dieser „Symmetrienummer der Kristallklasse“ durch die Molekülzahl im Elementarkörper ist die „Symmetrienummer des Moleküls“. Viermolekulare Elementarkörper von Verbindungen, deren Moleküle die Symmetrienummer 1 haben, wurden bei 1:2-Dinitrobenzol, Resorcin und Salicylsäure nachgewiesen. Verf. gibt die Gesichtspunkte, die, bei bekannter Molekülzahl, für die Besetzung des Elementarkörpers mit den einzelnen Molekülen maßgebend sind. Zu berücksichtigen sind dabei die Symmetrieeigenschaften der betreffenden Kristallklasse und die Intensitäten der einzelnen Reflexionen. Bei Benzoesäure kann man z. B. auf Grund des Ausfallens der ungeraden Ordnungen der Reflexionen an Spaltfläche (001) auf das Vorhandensein von Doppelschichten schließen, welche COOH-Gruppe einander zustrecken. Die Bindung mit der nächsten Doppelschicht geschieht durch die H-Atome. Naphthalin und Anthracen haben zweifache Symmetrie. Das Molekül im Kristall (nicht das chemische Molekül C_{10}H_8) muß daher entwe-

die Symmetrieebene, ein Symmetriezentrum oder eine zweizählige Achse besitzen. Wahrscheinlich muß man auf Grund des röntgenographischen Befundes dem Naphthalin- und Anthracenmolekül ein Symmetriezentrum zuschreiben. Benzol gehört der rhombisch-bipyramidalen Klasse mit der Symmetrienummer 8 an. Da zwei Moleküle Elementarkörper sind, muß das Benzolmolekül vierfache Symmetrie haben. Es hat also keine trigonale oder hexagonale Achse. In Übereinstimmung mit der Röntgenstrahlenanalyse kann man dem Benzolmolekül im Kristall folgende Atomanordnung zuschreiben. Vier C-Atome des gleichseitigen Sechsecks liegen in einer Ebene, während die restlichen zwei, einander gegenüber liegenden C-Atome unter dem Tetraederwinkel $109^{\circ} 24'$ zu den in der Ebene liegenden Kanten des Sechsrings hochgebogen sind. — Weinsäure kristallisiert in einer Kristallklasse mit zweifacher Symmetrie mit zwei Molekülen. Das Molekül ist infolge davon asymmetrisch und besitzt keine Symmetrieebene, wie auch aus der optischen Aktivität geschlossen werden kann. Diese ist im Kristall durch eine zweifache spiralige Anordnung der OH-Gruppen bedingt, welche eine links- und eine rechtsgängige Schraube bilden, die aber beide nicht Spiegelbildlich sind. Dagegen wird die Asymmetrie des C-Atoms, welche für die optische Aktivität in Lösung maßgebend ist, im Kristall kompensiert. Daher vermag die Weinsäure die Polarisationssebene im Kristall und in Lösung in verschiedenem Sinne zu drehen. — Quarz hat sechsfache Symmetrie und enthält drei Moleküle, Carborund und Rubin zwölffache Symmetrie mit zwei Molekülen. Bei Carborund stimmt das Verhältnis c/a mit dem kristallographisch gemessenen nicht überein. Es ist 2,73 statt 1:1,365. (Analoge allgemeine Folgerungen aus den Symmetrieeigenschaften wurden schon von Niggli, Geometrische Kristallographie des Diskontinuums 19, Folgerungen aus den experimentellen Ergebnissen auf die Molekülsymmetrie sowie auf eine Polymerisation, wenn die Molekülzahl ein ganzes Vielfaches größer war als die „Symmetrienummer“, wurden von Becker und Jancke, ZS. f. phys. Chem. 99, 2, 247, 1921; diese Ber. 3, 318, 1922, gezogen. Der Ref.)

K. BECKER.

Seifert. Kristalltracht und Temperatur. Centralbl. f. Min. 1923, S. 3—7, 1. Verf. weist auf die Bedeutung hin, welche die Temperatur für das Problem des Kristallhabitus zu haben scheint, während bei den meisten Untersuchungen darüber die Abhängigkeit unverkennbar ist, Habitusunterschiede auf Veränderungen innerhalb des Mediums, aus dem der betreffende Kristall entstanden ist, insbesondere auf Lösungsgenossen zurückzuführen. Dieser Temperatureinfluß auf die Kristallform wird an NaBrO_3 , KClO_4 , KJ_2 , KJ_3 gezeigt und besprochen. Daraus werden folgende Schlüsse gezogen; 1. Die Bedeutung der Bravais'schen Regel erscheint stark verringert. 2. Das Valetonsche Prinzip (Phys. ZS. 21, 606, 1920; diese Ber. 2, 508, 1921) auf den Grundlagen der Bravais'schen Vorstellung, welches den Zusammenhalt des Kristallgebäudes auf elektrostatische Wechselwirkung geladener Atome gründet und den Wachstumsvorgang als Wechselspiel zwischen den Ionen der obersten Massenebenenschichten der Kristallebenen und den in Lösung befindlichen Ionen betrachtet, ist unzureichend. Denn es mag keine Erklärung der Erscheinungen zu geben, die eintreten, wenn bei Temperaturerhöhung sich die Reihenfolge der Wachstumsminima ändert. 3. Desgleichen reicht die Niggli'sche Vorstellungsweise (ZS. f. anorg. Chem. 110, 55, 1920) zur Lösung des Problems des Kristallhabitus nicht aus, da sie nur Aussagen über Flächen mit höheren Indizes und geringer Netzdichtigkeit, über Vizinal- und sekundäre Wachstumsflächen, macht.

K. BECKER.

Beckenkamp. Einteilung der Kristalle nach ihrer Flächenumgrenzung. Z. f. Krist. 57, 345—358, 1923, Nr. 4. Von vier Grundflächen, von denen nicht drei parallel und derselben Richtung im Raum parallel gehen, kann man alle an einem

Kristall möglichen Flächen ableiten. Diese vier Flächen bilden ein unregelmäßiges „Grundtetraeder“. Verschiebt man dessen Flächen so, daß sie sich alle in einem demselben Punkt schneiden, dann kann der so verschobene Flächenkomplex sechs Symmetriearten besitzen. Der Inbegriff aller Klassen, dessen Formen auf die Grundtetraeder zurückzuführen sind, heißt „Syngonieart“. Daraus kann man 32 Kristallklassen und die 7 „Systeme“ ableiten. Die Begriffe der 6 Syngoniearten und der 7 Kristallsysteme sind also voneinander verschieden. Für bestimmte physikalische Eigenschaften kommen andere als diese rein geometrischen Einteilungen in Betracht, z. B. die 11 Inversionsgruppen bei der Durchleuchtung mit Röntgenstrahlen, die 9 Gruppen, in welche die 32 Klassen hinsichtlich ihrer elastischen Eigenschaften zusammenzufassen sind, oder die 3 Abteilungen, in welche sie sich in bezug auf ihre optischen Eigenschaften gliedern. Von 565 Mineralien, deren Klassen genau bekannt sind, gehören 180 der (monoklin) prismatischen, 138 der rhombisch-dipyramidalen, 53 der (regulär) hexakisoktaedrischen, 36 der (triklin) pinakoidalen und 35 der ditrigonal-skalaenodrischen Klasse an. Die übrigen verteilen sich zu geringerer Anzahl auf die anderen Klassen.

K. Beck

F. Koref und H. Wolff. Zur Frage der Rekristallisationswärme. ZS. f. Elektrochem. 28, 477–478, 1922, Nr. 11 (21/22). Mittels kalorimetrischer Messung wurde versucht, die von Alterthum theoretisch definierte Rekristallisationswärme (ZS. f. Elektrochem. 28, 347, 1922; diese Ber. 3, 1146, 1922) experimentell nachzuweisen. Wolframdraht von 0,015 mm Durchmesser wurde im bearbeiteten und rekristallisierten Zustand in einer alkalischen Ferricyankaliumlösung gelöst und die jeweilige Auflösungswärme gemessen. Diese war bei dem rekristallisierten Draht im Mittel so um 0,7 Proz. höher als bei dem bearbeiteten, was aber in der Fehlergrenze liegt. Jedenfalls war aber eine Rekristallisationswärme in der berechneten Größenordnung experimentell nicht nachweisbar.

K. Beck

H. Alterthum. Notiz zur Rekristallisationstheorie. ZS. f. Elektrochem. 478, 1922, Nr. 11 (21/22). (Vgl. vorstehendes Referat.) Der von der Theorie Verf. geforderten, aber experimentell nicht nachweisbaren Rekristallisationswärme kommt nur eine formale Bedeutung zu, ähnlich der Trauttschen Aktivierungswärme bei der Reaktionsgeschwindigkeit chemischer Prozesse.

K. Beck

F. Rinne. Ermittlung des spezifischen Gewichts von Steinsalz und Kalkspat auf röntgenometrischem Wege. Centralbl. f. Min. 1923, S. 1–2, Nr. 1. V. bespricht die Möglichkeit, aus einem Röntgenogramm genaue Werte für die Dichte zu berechnen, die von Verunreinigungen und Blasen in dem betreffenden Mineral unabhängig sind. Für Steinsalz berechnet sich unter Zugrundelegen des Siegbahn'schen Wertes für die Kantenlänge des Elementarkörpers $a = 5,62800 \cdot 10^{-8}$ cm, die Dichte $d = 2,1647$. Aus der Rhomboederkante $r = 6,41243 \cdot 10^{-8}$ und dem Polwinkel $\alpha = 101^{\circ} 55'$ des Kalkspats ergibt sich dessen Dichte $d = 2,7101$. Für die Schmidtsche Zahl wurde der Wert $6,06 \cdot 10^{23}$ angenommen.

K. Beck

L. Weber. Die Struktur von ZnO. ZS. f. Krist. 57, 398–403, 1923, Nr. 4. Ein von Scherrer hergestellter Film von ZnO wird durchgerechnet, der Strukturformel gebildet und die Raumgruppe nach den Nigglichschen Bestimmungstabellen (metrische Kristallographie des Diskontinuums, S. 409) bestimmt. Es kommen Raumgruppen der hemimorph-hemiedrischen Klasse in Betracht ($G_{6v}^1, G_{6v}^2, G_{6v}^3$), von denen G_{6v}^4 mit den Koordinatentripeln $\left[\left[\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, 0\right], \left[\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{1}{3}\right], \left[\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}\right]\right]$ mit den Aussagen des Röntgenbildes übereinstimmt. Der

meter p wurde in Übereinstimmung mit Bragg und Aminoff (ZS. f. Krist. 57, 204; diese Ber. S. 25) zu $1/8$ angenommen, so daß den O-Atomen die Koordinaten $[\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, \frac{6}{8}]$ und $[\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{1}{8}]$ zukommen. Von den Zn-Punkten $[\frac{2}{3}, \frac{3}{1}, 0]$, $[\frac{2}{3}, \frac{4}{3}, 0]$, $[-\frac{1}{8}, \frac{1}{3}, 0]$ und $[\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{1}{2}]$ hat der O-Punkt $[\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{1}{8}]$ fast gleichen Abstand. Die genaue Äquidistanz würde statt $p = 1/8 = 0,125$ den Wert $p = 0,121$ verlangen. Die Dimensionen des Rauggitters sind $a = 3,351 \text{ \AA}$, $c = 5,226 \text{ \AA}$.

K. BECKER.

Albert Perrier et R. de Mandrot. Élasticité et symétrie du quartz aux températures élevées. C. R. 175, 1006, 1922, Nr. 21. [S. 507.]

K. BECKER.

Edward W. Washburn and Louis Navias. The relation of chalcedony to the other forms of silica. Proc. Nat. Acad. Amer. 8, 1—5, 1922, Nr. 1. Die vorliegende Arbeit versucht in Ergänzung der physikalisch-chemischen Untersuchungen von Fenner

Substanz	Roher Chalcedon	Roher Feuerstein	Quarz		Geglühter Chalcedon	
Modifikation			α		α	β
sz. Gew. bei 25° . .	2,55–2,61	2,61–2,63	2,65	—	2,175	—
schungsindex . . .	1,533–1,538	1,533–1,539	1,544–1,553	—	1,456–1,470	—
Umwandl.-Temper. . .	—	—	575°	570°	—	220°
effiz. d. kubischen Ausdehnung bei und nahe b. d. Umwandl.						
In Proz. pro $10^3 \times 10^3$	—	—	0,65	–0,12	$2,7 \pm 0,6$	$2,8 \pm 0,4$
In cem pro 1 g pro $10^4 \times 10^4$	—	—	0,25	–0,049	$1,3 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,2$
olumenzunahme bei l. Umwandl. $\alpha \rightarrow \beta$						
In Proz.	—	—	2,16		2,63	
In cem pro $1 \text{ g} \times 10^4$	—	—	84		181	

Substanz	Geglühter Feuerstein		Cristobalit		Tridymit		Kieselglas
Modifikation	α	β	α	β	α	β	
sz. Gew. bei 25° . .	2,25	—	2,33	—	2,27	—	2,194–2,213
schungsindex . . .	1,483	—	1,484	—	1,475	—	1,457–1,460
Umwandl.-Temper. . .	—	227°	—	244°	117°	—	—
effiz. d. kubischen Ausdehnung bei und nahe b. d. Umwandl.							
In Proz. pro $10^3 \times 10^3$	$1,9 \pm 0,8$	$3,0 \pm 0,6$	$2,4 \pm 1,1$	$3,2 \pm 0,8$	$0,3 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$	—
In cem pro 1 g pro $10^4 \times 10^4$	$0,9 \pm 0,4$	$1,4 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,4$	$0,15 \pm 0,12$	$0,38 \pm 0,08$	—
olumenzunahme bei l. Umwandl. $\alpha \rightarrow \beta$							
In Proz.	3,09		2,83		0,142		—
In cem pro $1 \text{ g} \times 10^4$	150		182		$6,3 \pm 0,6$		—

die Stellung des Minerals Chalcodon in der Reihe der SiO_2 -Modifikationen näher festzulegen. Zu dem Zwecke wurde eine Anzahl physikalischer Eigenschaften von rohem und erhitztem Chalcodon und Feuerstein mit möglichster Genauigkeit bestimmt und mit denen der übrigen SiO_2 -Modifikationen verglichen. Als Material diente reiner Chalcodon vom Yellowstonepark, sowie eine schwarze Knolle von französischem Feuerstein (Flint). Die Ergebnisse der sehr sorgfältigen Untersuchung sind in der Tabelle enthalten. Das spezifische Gewicht ist pyknometrisch, die Ausdehnungskoeffizienten und Volumenänderungen sind dilatometrisch, die Umwandlungstemperaturen aus Abkühlungskurven bestimmt, die Brechungsindizes sind unter dem Mikroskop nach der Beckeschen Methode gemessen. Die Werte stellen obere und untere Grenzen dar. Die Glühung geschah bei $1440^{\circ} 2^h$, wonach die Analyse bei Chalcodon 99,87 Proz., bei Feuerstein 99,6 Proz. SiO_2 ergab. Die Tabelle beweist folgende Tatsachen: 1. Die Dichte von rohem Feuerstein und Chalcodon ist kleiner als die von Quarz, der Unterschied ist aber nicht erheblich und könnte sehr wohl von Feuchtigkeitsgehalt und anderen Verunreinigungen herrühren. Die Dichte von geglühtem Feuerstein ist wenig kleiner als die von Tridymit, die von gekühltem Chalcodon sogar erheblich kleiner als die vom Kieselglas. 2. Die Brechungsindizes von rohem Feuerstein und Chalcodon sind nahezu gleich und kleiner als beim Quarz, der Brechungsindex von geglühtem Chalcodon stimmt nahezu mit dem von Kieselglas, der von geglühtem Feuerstein mit dem von Cristobalit überein. 3. Geglühter Chalcodon und Feuerstein zeigen Umwandlungspunkte bei 220° bzw. 227° . Die Cristobalitprobe war aus reinem Flint durch 7 stündiges Glühen bei 1500° ; die Tridymitprobe nach 150 Stunden bei 1300° hergestellt. Hieraus würde hervorgehen, daß geglühter Chalcodon eine Art Kieselglas, geglühter Flint eine Art Cristobalit darstellt, indessen ist die Stellung von rohem Chalcodon und Feuerstein unbestimmt. Hier ergab eine Röntgenuntersuchung nach der Debye-Scherrer-Methode wichtige Aufklärungen. Die Diagramme von rohem Chalcodon, rohem Flint und Quarz einerseits, geglühtem Chalcodon, geglühtem Flint und Cristobalit andererseits erwiesen sich völlig identisch. Somit sind Chalcodon und Feuerstein im natürlichen Zustand aus mikroskopischen bzw. submikroskopischen Quarzkriställchen, im geglühten Zustand aus Tridymitkriställchen aufgebaut, mit anderen Worten, roher Chalcodon und Flint sind kolloidaler Quarz. Die Unterschiede der geglühten Substanzen in der Dichte gegenüber Tridymit kommen dann dadurch zustande, daß beim Glühen das Wasser ausgetrieben und die Quarzkristalle an Ort und Stelle in Tridymit umgewandelt werden, wodurch ein sehr lockeres, optisch inhomogenes Gefüge entsteht. Letzteres konnte durch Dichtebestimmung von äußerst fein gepulvertem geglühtem Chalcodon (Teilchengröße etwa $0,0023 \text{ mm}$ im Durchmesser) direkt nachgewiesen werden, indem sich jetzt die Dichte auf 2,224 vergrößerte. Das etwas abweichende Verhalten des geglühten Feuersteins (Brechungsindex wie Cristobalit, aber größere Dichte wie geglühter Chalcodon) kann durch unvermeidliche Verunreinigungen erklärt werden, welche bei hohen Temperaturen ein Wachstum der Cristobalitkristalle und somit Dichtezunahme bewirken. — (Für die Auffassung des Chalcodonaufbaues aus Quarzkristallen spricht auch die kristallographisch-optische Untersuchung; die optisch positiv einachsigen Chalcodonfasern verhalten sich wie Quarz, der senkrecht zur Hauptachse gestreckt und gedreht ist. D. Ref.) SCHIEBOL

Oscar E. Harder. Improvement in Crusher Steel Is Suggested by Metallographic Tests. Eng. and Min. Journ.-Press 115, 314—318, 1923, Nr. 7. [S. 508]

BERNE

A. Portevin. La réduction et la disparition des efforts internes dans les aciers, par réchauffage suivi de refroidissement lent. C. R. 175, 959—961

1922, Nr. 21. Eine Stahlprobe ($C = 0,7$ Proz., $Mn = 0,3$ Proz., $Si = 0,2$ Proz.), die eine Stunde sich in einem Salzbad von 650° befand und dann in kaltes Wasser abgeschreckt wurde, wird je eine Stunde auf verschiedene Temperaturen angelassen. Die anfänglich (nach dem Abschrecken) vorhandenen Zug- und Druckspannungen, deren Größe sich aus Längenmessungen ergibt, nehmen mit steigender Anlaßtemperatur erst langsamer, dann rascher, dann wieder langsamer ab. Schon bei 200° sind sie auf ein Viertel ihres Anfangwertes, bei 350° auf die Hälfte verringert; eine merkliche Verringerung tritt somit schon bei einer Anlaßtemperatur ein, bei der die Härte sich noch nicht merklich verkleinert hat. Bei 600° Anlaßtemperatur sind die Spannungen bis auf die Größenordnung 1 kg/mm^2 gesunken. WÜRSCHMIDT.

Georges Chaudron et Louis Blanc. Sur le dosage de l'oxygène dans les aciers. C. R. 175, 885—887, 1922, Nr. 20. Die Versuche der Bestimmung des O-Gehaltes des Eisens durch Überleiten von H und Wägen des gebildeten H_2O lehrten, daß sie dieselben Ergebnisse lieferten wie bei dem von Oberhoffer und Keil empfohlenen Zusatz einer Cu-Sn-Sb-Legierung. Manganoxyd wird nur in einer Menge von zwei Teilen Mn auf 1000 Teile der Legierung reduziert, während für die Reduktion der SiO_2 keine Zahlen mit Sicherheit angegeben werden können, da die gebildeten Wassermengen von der Größenordnung der Beobachtungsfehler waren, die auf etwa $0,5 \text{ mg}$ bei einem Gesamtgewicht von 5 mg angegeben werden. BERNDT.

Howard Scott. The Magnetic Change A_3 In Silicon and Chromium Steels. Chem. and Metallurg. Eng. 28, 212—215, 1923, Nr. 5. Die thermische und die magnetische Analyse haben ergeben, daß die A_2 -Umwandlung in einer kontinuierlichen Änderung der Magnetisierung des Ferrits besteht, die ihr Maximum bei 768° dicht unterhalb des vollständigen Verschwindens der Magnetisierung erreicht. Bei C-Stählen tritt nur eine graduelle Änderung gegenüber dem reinen Eisen auf, die von der Umwandlung des Ferrits in Austenit herrührt. Durch jedes Prozent Si bis wenigstens 3 Proz. herauf wird Ac_1 um 21° gehoben, Ar_1 um 18° gesenkt, Ac_2 um 21° erniedrigt. Für Cr sind (bis 7 Proz.) die entsprechenden Zahlen für Ac_1 und $Ar_1 + 11^{\circ}$ und $+ 6^{\circ}$, während Ac_2 nur bei höherem Prozentgehalt erniedrigt wird. Ac_2 sinkt unter Ac_1 bei 1,2 Proz. Si oder bei 2,5 Proz. Cr; in diesem Falle kann die Ac_1 -Umwandlung nicht mehr durch die üblichen magnetischen Methoden entdeckt werden. Stähle mit über 0,40 Proz. C und 12 Proz. Cr sind hypereutektoidisch. BERNDT.

Louis Jordan and F. E. Swindells. Decarburization of ferrochromium by hydrogen. Scient. Papers Bur. of Standards 18, 327—334, 1922, Nr. 448. Die Erzeugung der rostlosen Stähle (mit niedrigem C-Gehalt) verlangt ein Ferrochrom von geringem C-Gehalt. Feuchter H reduziert ihn bei 1000° , oxydiert aber die Eisenlegierung etwas. Trockener H wirkt bei 900° sehr langsam, bei 1100° merklich. Nahe dem Schmelzpunkt ist seine Wirkung auf ein Ferrochrom mit etwa 8 Proz. C größer. Die günstigste Wirkung ergab sich indessen beim Durchblasen von H durch geschmolzenes Ferrochrom bei etwa 1500° . Bei noch höherer Temperatur und Gegenwart von Kieselsäure war ein Teil des Verlustes an C auf ihre Reduzierung zu Si zurückzuführen. BERNDT.

Janius D. Edwards. Thermal Properties of Aluminium-Silicon Alloys. Chem. and Metallurg. Eng. 28, 165—169, 1923, Nr. 4. Es wurde die Dichte verschiedener Aluminiumlegierungen mit 0,5 bis 18 Proz. Si (bis 1000°) für Graphit- und Sandguß bestimmt. Die ersteren folgen angenähert dem Gesetz der Linearität der spezifischen Volumina, während dies beim Sandguß wahrscheinlich durch größere

Porosität gestört ist. Die Ausdehnung der flüssigen Legierungen zwischen dem Schmelzpunkt und 1000° geschieht nahezu linear (größte Abweichung davon 0,1 Proz.) Die eutektische Temperatur wurde zu 577° , der eutektische Punkt bei 11,63 Proz. beobachtet. Der Ausdehnungskoeffizient der eutektischen Legierung zwischen 20 und 200° ist $22,2 \cdot 10^{-6}$ (gegenüber Al mit $24,8 \cdot 10^{-6}$). Zwischen 20 und 577° sind die beiden Zahlen $23,5$ bzw. $29 \cdot 10^{-6}$. Während die festen Al-Si-Legierungen leichter als Al sind, haben die flüssigen eine größere Dichte; es liegt dies daran, daß Si sich beim Schmelzen zusammenzieht. — Die Schwindung beim Erstarren beträgt beim 99,75 Proz. Al 6,6 Proz., bei der Legierung mit 7,81 Proz. Si 5,6 Proz., mit 11,63 Proz. Si 3,8 Proz. und mit 22,4 Proz. Si etwa 1,6 Proz. Diese Zahlen beziehen sich auf Kokillenguß, sind also in der Praxis stets kleiner. Die Schwindung ist nur halb so groß und die gesamte Schwindung ist um 15 Proz. kleiner als bei den Al-Cu-Legierungen; ebenso ist die Ausdehnung der Al-Si-Legierungen auch kleiner als die der Al-Cu-Legierungen. Die Lunkerbildung war bei der eutektischen Legierung ausgesprochenener als bei der mit 7,8 Proz. Si.

BERNDT

R. E. Lofton. Photomicrography of paper fibers. Techn. Papers Bur. of Stand. 16, 629—650, 1922, Nr. 217. Gibt im wesentlichen einige praktische Winke für Anfänger auf dem Gebiete der Fasermikrophotographie. Inhalt: 1. Zweck der Veröffentlichung. 2. Lichtquellen. 3. Lichtfilter. 4. Gebrauch des Kondensors. 5. Gebrauch der Blenden. 6. Wahl der Kamera und des Objektivs. 7. Photographische Platten und ihre Entwicklung. 8. Wert eines charakteristischen Bildes der Fasern. 9. Wert des Anfärbens. 10. Mikrophotographien als dauerndes Dokument. — Bibliographie (die im wesentlichen einige amerikanische und englische Lehrbücher anführt).

BERNDT

5. Elektrizität und Magnetismus.

Hermann Weyl. Raum-Zeit-Materie. Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie. 5. Aufl. Mit 23 Textfiguren. VIII u. 338 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1923. [S. 506.]

KRETSCHMANN

J. Carson. Über die Heavisidesche Formel. Electrical Communication 1, 7, 1922, Nr. 2. Die von Heaviside verwandten symbolischen Rechenmethoden (operational calculus), die sich in der theoretischen Elektrotechnik als äußerst fruchtbar erwiesen haben, beruhen auf folgendem: Man lasse an einer Stelle einer Stromverzweigung eine EMK wirken, die für positive Zeiten ($t > 0$) = 1 ist, dagegen für $t < 0$ verschwindet. In den Differentialgleichungen, die den Strom i an irgend einer Stelle des Netzes bestimmen, ersetze man diese EMK durch das Symbol 1, den Operator d/dt durch p ; dann erhält man auf algebraischem Wege eine Gleichung $i = \frac{1}{Z(p)}$, die den Stromverlauf in symbolischer Form bestimmt. Der Übergang von ihr zu der expliziten Darstellung des Stromes i als Funktion der Zeit, der durch die Heavisideschen Rechenmethoden bewirkt wird, ist nun nach Carson einfacher, jedenfalls mathematisch übersichtlicher durch folgende Formel zu errechnen: $i(t)$ ist die Lösung der Integralgleichung

$$\frac{1}{pZ(p)} = \int_0^{\infty} e^{-pt} i(t) dt,$$

die für jeden positiven reellen Wert von p identisch gelten soll. Man sieht leicht, daß sie $i(t)$ eindeutig bestimmt. Die symbolischen Rechenmethoden Heavisides

werden dann ersetzt durch Lösungsmethoden dieser Laplaceschen Integralgleichung. Mehrere brauchbare Verfahren werden angegeben. Insbesondere ist durch Partialbruchentwicklung leicht die bekannte „Heavisidesche Formel“ ableitbar. Wenn zur Zeit $t = 0$ nicht eine Gleichspannung $V = 1$, sondern eine Spannung beliebiger Kurvenform $V = F(t)$ eingeschaltet wird, so ist der Strom J , wie schon mehrfach abgeleitet wurde, gegeben durch

$$J = \frac{d}{dt} \int_0^t F(t-y) i(y) dy,$$

wobei $i(t)$ der Strom bei Einschaltung der Gleichspannung 1 ist. (Aus Zeitschriftenchau des Telegraphentechn. Reichsamtes, Referent: Salinger.) SCHEERL.

Ernst Reichenbächer. Eine neue Erklärung des Elektromagnetismus. ZS. Phys. 13, 221–240, 1923, Nr. 4. Eine Theorie des Elektromagnetismus, die sich wie die Theorien von Eddington und Weyl an die Einsteinsche Theorie der Schwerkraft anschließt, aber statt der Weylschen Streckenkrümmung eine Asymmetrie des Fundamentaltensors $g_{\mu\nu}$ einführt. Dieser soll additiv aus einem symmetrischen Teile, der im wesentlichen das Schwerepotential darstellt, und einem antisymmetrischen Teile, dem Sechservektor des elektromagnetischen Feldes, zusammengesetzt sein.

E. KRETSCHMANN.

Perry A. Borden. Balance Methods in Alternating Current Measurement. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 42, 35–41, 1923, Nr. 1. Zusammenfassend werden die verschiedenen Nullpunktmethoden für Wechselstrommessungen angegeben und eine vom Verf. entwickelte Nullpunkt- und Ausschlagmethode ausführlicher dargelegt. Für die Nullpunktmethode verwendet der Verf. zur Erzeugung der Kompensationsspannung einen Phasenschieber mit Potentiometer und als Indikator ein Gleichstromgalvanometer mit zwischengeschaltetem, asynchron angetriebenem Kommutator, dessen Bürsten gegen das Feld des Antriebsmotors verschoben werden können, oder ein Dynamometer, dessen eine Spule in den Kreis der zu kompensierenden Spannung gelegt wird, während die andere von einem in der Frequenz etwas verschiedenen Strom durchflossen wird. Die Kompensation erfolgt durch Änderung der synchronen Spannung nach Phase und Amplitude, bei Spannungskompensation über ein Potentiometer, bei Stromkompensation über einen Transformator mit bestimmtem Übersetzungsverhältnis für den zu kompensierenden Strom mit einer dritten Wicklung für das Galvanometer. Praktische Anwendungen der Messung von Strom, Spannung, Leistung, Induktivität und Kapazität werden mit Schaltungen gegeben. In ähnlicher Weise zeigt der Verf. die Verwendung von Ausschlagmethoden zur Bestimmung von Übersetzungsverhältnissen von Transformatoren, zu Instrumenteneichungen und in einigen Fällen zur Messung von Wirkungsgraden.

STÜBLER.

Wilhelm Geyger. Über die Verwendung von Frequenztransformatoren bei oszillographischen Untersuchungen. Helios 29, 17–18, 1923, Nr. 2. Um zur genaueren Analyse von Wechselstromkurven auf eine Umdrehung der Trommel eines Oszillographen nur eine, bzw. bei symmetrischem Wechselstrom nur eine halbe Periode des zu untersuchenden Wechselstroms zur Darstellung zu bringen, wird die Zwischenschaltung eines Frequenzwandlers beim Antrieb mit einem vier- oder mehrpoligen Synchronmotor vorgeschlagen, da hierfür nur geringe Leistungen in Frage kommen. Dasselbe ist auch für Oszillographen mit Polarkoordinatendarstellung von Vorteil.

STÜBLER.

F. S. Dellenbaugh jr. Another Harmonic Analyzer. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 42, 58–61, 1923, Nr. 1. Zur Analyse von Wechselstromkurven wird ein Analy-

sator nach einer von Housten-Kennelly vorgeschlagenen, und von Fischer-Hinnen entwickelten Methode beschrieben, bei dem für nur ungerade, und für gerade und ungerade Harmonische bis zu beliebiger Ordnung die verschiedenen Amplituden der Sinus- und Kosinuskomponenten sich mechanisch abgreifen und summieren lassen. Der Apparat gestattet, in verhältnismäßig kurzer Zeit und mit praktisch ausreichender Genauigkeit bis zu beliebig hohen Harmonischen eine Analyse durchzuführen. STÜBLER.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die elektrischen Prüfmäßer. Nr. 155. Elektrot. ZS. 44, 242, 1923, Nr. 11. SCHEEL.

Walter S. Hughes. The potential difference between glass and electrolytes in contact with the glass. Journ. Amer. Chem. Soc. 44, 2860—2867, 1922. Nr. 12. Verf. benutzt eine Anordnung, die derjenigen von Haber und Klemensiewicz nachgebildet ist, um die Potentiale zwischen Glas und Elektrolytlösungen verschiedener Wasserstoffionenkonzentration zu untersuchen. Das Quadrantelektrometer wird als Nullinstrument verwendet. Zwischen (H') und dem Potential besteht ein eindeutiger, aber nicht einfacher Zusammenhang; es gelingen mit einer solchen Glaselektrode elektrometrische Titrationsen stark oxydierend wirkender Säuren (z. B. von Chromsäure, Übermangansäure), die mit einer Platinelektrode sich nicht ausführen lassen. Starker Salzzusatz (stärker als 0,1 N) und schon geringer Gelatinezusatz verändern den Zusammenhang zwischen (H') und dem Potential. EBERT-Würzburg.

Hilmer Brommels. Bestimmung der Dielektrizitätskonstante und des elektrischen Leistungsvermögens des Eises. Soc. Scient. Fenn. Comment. phys.-math. 1, Nr. 19, 5 S., 1922. Verf. benutzte die Methode von Nernst mit Benzol als Vergleichsflüssigkeit. Es ergab sich für die Dielektrizitätskonstante des Eises die Formel: $D = 3,40 + 0,04 (t + 10)$. Der Temperaturkoeffizient 0,04 gilt für das Bereich -18° bis -2° . In der Wheatstoneschen Brücke wurde außerdem das elektrische Leistungsvermögen des Eises bestimmt. Das Eis wurde in einem Kalorimeter auf konstanter Temperatur gehalten. Es ergab sich nach der Berechnung mit der Methode der kleinsten Quadrate das Leistungsvermögen $k = 0,433 [1 - 0,012 (t + 10)] 10^{-6}$. Der Temperaturkoeffizient des elektrischen Leistungsvermögens 0,012 gilt zwischen $-0,4$ und $-0,181^{\circ}$ (für Wasser bei 18° C ist nach Kohlrausch $k = 0,040 \cdot 10^{-6}$). R. JAEGER.

L. Pechinger. Über den thermoelektrischen Einschnürungseffekt in Metalldrähten. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 3, 75—76, 1922, Nr. 3. Versuche an Eisen-, Nickel- und Konstantandrähten ergaben, daß der Einschnürungseffekt (Benedicks 1916) von einem gewissen Pluswert durch Null hindurch bis zu einem gewissen Minuswert variiert, je nachdem der Querschnitt des eingeschnürten Teiles mehr dem inneren oder äußeren Teil des ursprünglichen Drahtquerschnitts angehörte. Veranschaulicht, daß der Einschnürungseffekt eine Folgeerscheinung der Inhomogenität des Drahtes im Querschnitt ist. Die von Benedicks an einem Eisendraht mit Einschnürung beim Hindurchleiten eines elektrischen Stromes beobachteten Temperaturdifferenzen dürften demnach auf den Peltiereffekt zurückzuführen sein. FR. HOFFMANN.

G. R. Walt. The Hall Effect and the Specific Resistance in Silver Films. Phys. Rev. 17, 233, 1921, Nr. 2. Verf. mißt an dünnen Silberschichten den Halleffekt und den spezifischen Widerstand, um die Abhängigkeit beider Größen von der Dicke zu bestimmen. Die Schichten wurden nach einem besonderen Verfahren chemisch niedergeschlagen, wobei sie sich als hart, reproduzierbar und mit der Zeit unveränderlich ergaben. Die Dicke, durch Wägung bestimmt, variierte zwischen 20 und

10 $\mu\mu$. — Der spezifische Widerstand wuchs rapide mit der Abnahme der Dicke unter 24 bis 30 $\mu\mu$. Der Halleffekt war proportional dem Primärstrom und der Stärke des Magnetfeldes und umgekehrt proportional der Dicke. Der Hallkoeffizient ergab sich also als konstant und im übrigen innerhalb der Versuchsfehler gleich dem massivem Silber. — Die Erscheinungen lassen sich durch die Annahme einer Leitung zwischen einander berührenden metallischen Körnern in der Schicht erklären.

FR. HOFFMANN.

W. Stewart. Constancy of Hall Coefficient in Thin Silver Films. Phys. Rev. 17, 232—233, 1921, Nr. 2. Verf. diskutiert die theoretischen Forderungen, die gestellt werden müssen, um die Beobachtungen von Wait (1921) (s. vor. Ref.) zu erklären. Nimmt man an, daß die dünne Schicht aus Körnern besteht, die sich elektrisch wie massives Silber verhalten, und daß der Strom von Korn zu Korn durch Kontaktflächen tritt, so sind noch folgende plausiblen Annahmen zu machen: 1. daß in jedem normalen Querschnitt durch die Schicht der senkrecht zum Querschnitt durch die Körner fließende Strom groß ist im Vergleich zu dem durch die Lücken zwischen den Körnern fließenden Strom; 2. daß das gesamte Potentialgefälle durch die Lücken zwischen den Körnern in Richtung des Halleffektes klein ist im Verhältnis zur elektromotorischen Kraft.

FR. HOFFMANN.

Charles A. Kraus and Edward H. Darby. A study of the conduction process in ordinary soda-lime glass. Journ. Amer. Chem. Soc. 44, 2783—2797, 1922, Nr. 12. Die verschiedenen älteren Untersuchungen, die über die Leitfähigkeit von Glas vorliegen, werden in Vorversuchen nachgeprüft. Sowohl aus Salzschnmelzen als aus Amalgamen wird versucht, andere Kationen als Na in das Glas hereinzuelektrosieren, Li, K, Cu, Pb, Zn, Ag. Da Silber die saubersten Ergebnisse zeitigte, wurde es zu quantitativen Versuchen verwendet. Das meist aus der Schmelze von AgNO_3 eingewanderte Ag läßt eine scharfe Grenze erkennen, deren Bewegung in Abhängigkeit von der Zeit verfolgt werden kann. Daß ein eingewandertes Atom Silber gerade ein Atom Na verdrängt, wird auf doppelte Weise bewiesen: a) muß eine Gewichtszunahme des Glases stattfinden, deren Größe aus der bewegten Elektrizitätsmenge nach dem Faradayschen Gesetze berechnet werden kann; die Elektrizitätsmenge wird in einem Coulometer gemessen; b) kann man die Menge aus dem Glase herausuelektrosierten Natriums messen, indem man den Gehalt der Quecksilberkathode an Na nach einem Versuche bestimmt. Beide Methoden ergeben recht gute Resultate. Die Beweglichkeiten des Na-Ions in dem benutzten Glase sind folgende:

T (Cels.)	278	295	323	343
v (cm/sec)	$4,5 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$3,3 \cdot 10^{-7}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$

Im gesamten vorhandenen Natrium bewegt sich bei Stromdurchgang ein Teil von etwa 74 bis 82 Proz. — Zum Schlusse folgen allgemeine Bemerkungen über die Auffassung der Leitungsvorgänge in festen Körpern. Verff. weisen z.B. auf die sehr starke Zunahme der Leitfähigkeit des Glases mit der Temperatur hin (die etwa der Zunahme von v entspricht), wo doch die elastischen Konstanten bei so tiefen Temperaturen sich noch nicht merklich ändern.

EBERT-Würzburg.

J. Gudden und R. Pohl. Lichtelektrische Leitfähigkeit in weiterem Zusammenhang. Phys. ZS. 23, 417—420, 1922, Nr. 20/21. [S. 559.]

V. W. Coblenz. Spectrophotoelectrical sensitivity of proustite. Scient. Rep. Bur. of Stand. 17, 177—186, 1921, Nr. 412. [S. 560.]

PRINGSHEIM.

Physikalische Berichte. 1923.

Philip S. Danner and Joel H. Hildebrand. The degree of ionization of ethyl alcohol. I. From measurements of conductivity. Journ. Amer. Chem. Soc. **44**, 2824—2831, 1922, Nr. 12. Verf. streben die Herstellung sehr reinen Äthylalkohols an, um entsprechend der klassischen Arbeit von Kohlrausch und Heydweiller für Wasser aus der Leitfähigkeit Schlüsse auf den Dissoziationsgrad zu ziehen. Sie nehmen an, daß die Leitfähigkeit nicht mehr von Verunreinigungen, sondern allein von den Ionen H^+ und C_2H_5O' herrührt. — Die Reinigung und Trocknung etwa 95proz. käuflichen Alkohols geschieht folgendermaßen: a) Destillation mit verdünnter H_2SO_4 (Entfernung von Aminen und anderen basischen Beimengungen); b) stundenlanges Kochen mit leicht alkalischer Suspension von Silberoxyd (Entfernung von Aldehyd); c) Behandlung mit Kalk zur Entwässerung; es wurde ein besonders feinkörniger Kalk hergestellt, dessen Wirksamkeit gegenüber gewöhnlichen Präparaten wesentlich gesteigert war. d) Destillation im Hochvakuum in einem völlig abgeschmolzenen Apparat aus Pyrexglas. Die Destillationen wurden bis zur Konstanz der spezifischen Leitfähigkeit fortgesetzt. Das Leitfähigkeitsgefäß war in den Destillationsapparat eingeschmolzen. Für 25° ergaben sich in drei unabhängigen Reihen folgende niedrigste Werte der spezifischen Leitfähigkeit: 2,10, 2,00, 1,35 $\cdot 10^{-9}$, bedeutend niedriger, als bisher gefunden. Mit Werten der Beweglichkeiten der beiden Ionen, wie sie sich aus älteren Leitfähigkeitsmessungen ergeben

$$(\lambda_0 = \lambda_{0HCl} + \lambda_{0NaC_2H_5O} - \lambda_{NaCl} = 80,7 + 41,0 - 42,3 = 79,4),$$

folgt für die Dissoziationskonstante ein Wert von etwa $3 \cdot 10^{-16}$, der wohl nur Bedeutung als oberer Grenzwert hat. EBERT-Würzburg

Philip S. Danner. The degree of ionization of ethyl alcohol. II. From measurements of electromotive force. Journ. Amer. Chem. Soc. **44**, 2832—2841, 1922, Nr. 12. Im Anschluß an die vorstehend referierte Arbeit versucht Verf. aus Messungen an einer Kombination von galvanischen Ketten den Wert für die Konstante K der Dissoziation: $C_2H_5OH = H^+ + C_2H_5O'$ zu erhalten. Er mißt hierzu drei Ketten über die folgende Tabelle Auskunft gibt (alles bei 25°) — davon I und III mit alkoholischen Lösungen —:

Nr.	Element	Zellenreaktion	E_0 (in Volt)
I	$H_2, HCl, HgCl, Hg$	$\frac{1}{2} H_2 + HgCl = H^+ + Cl' + Hg$	— 0,0216
II	$Hg, HgCl, NaCl, Na$ (3 Phas.-Amalgam)	$Hg + Na^+ + Cl' = HgCl + Na$	— 1,8562
III	$Na(Am.), NaOC_2H_5, H_2$	$Na + C_2H_5OH = \frac{1}{2} H_2 + Na^+ + C_2H_5O'$	+ 0,7458
		$C_2H_5OH = H^+ + C_2H_5O$	— 1,1320

E_0 wurde durch graphische Extrapolation ermittelt; die Löslichkeit von NaCl in reinem Äthylalkohol wurde zu 0,0906 g in 100 g Lösung oder zu 0,0122 Mole pro Liter bestimmt. K ergibt sich zu $7,3 \cdot 10^{-20}$; der Autor schreibt diesem Wert größere Sicherheit zu, als dem aus Leitfähigkeitsmessungen erhaltenen, wonach also Äthylalkohol in viel geringerem Maße in Ionen gespalten wäre, als Wasser. EBERT-Würzburg

H. Greinacher. Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der Gase. Experimentalvorlesung. 121 S. Bern, Paul Haupt, Akademische Buchhandlung, vorm. Max Drechsel, 1923. Wiedergabe der Vorlesungen des Verf. im Wintersemester 1921/22 an der Universität Zürich. Die elementare Einführung in das Gebiet gliedert sich

15 Vorlesungen mit den vier Hauptabschnitten: Gesetze der Gasionen im allgemeinen; Leitfähigkeit der Flammengase; Ionisierung durch hohe Temperatur; der photoelektrische Effekt. SCHEEL.

Karl Przibram. Die elektrischen Figuren in ihrer Bedeutung für Theorie und Praxis. Elektrot. u. Maschinenb. **41**, 97—100, 1923, Nr. 6. Im Rahmen eines Vortrages werden die wichtigsten Eigenschaften der elektrischen Figuren in ihrem Zusammenhang mit den Entladungsformen in freier Luft besprochen, die Bedeutung der Figuren für Elektropathologie (Blitzfiguren), Hochspannungstechnik und Experimentalphysik aufgezeigt und ihre ionentheoretische Deutung gegeben. K. PRZIBRAM.

A. Tverskoy. Der Zusammenhang zwischen der Intensität des elektrischen Feldes und der Sonnenstrahlung. Meteorol. ZS. **40**, 23—25, 1923, Januar. Eine vergleichende Zusammenstellung zwischen Wärmeintensität der Sonnenstrahlung und Potentialgefälle ergibt einen Parallelismus zwischen beiden Größen. Der Verf. macht auf ihn aufmerksam und hebt hervor, daß er in dem Nachweis der gleichnamigen Änderungen der beiden Elemente nur eine formale Konstatierung erblickt. Die verschiedenen meteorologischen Elemente wirken so zusammen, daß eben bei wachsender Strahlung auch erhöhtes Potentialgefälle resultiert. CONRAD.

Matthies-Straub. Sur la théorie des courants photoélectriques dans les gaz denses. C. R. soc. suisse de phys. Bâle 1921. Arch. sc. phys. et nat. (5) **3**, 19—320, 1921, Mai/Juni. Die Formel für die Größe des Ionenstroms, der in einem leichten Gase bei Feldstärken unterhalb der Stoßionisation fließt, wenn an der Kathode eine photoelektrische Elektronenemission hervorgerufen wird, ergibt (mit dem Experiment nicht übereinstimmende Werte, solange man der Theorie die Annahme eines homogenen Feldes zwischen Anode und Kathode zugrunde legt. Nimmt man hingegen in diesem äußeren Feld superponiertes zweites Feld an, das von der elektrischen Bildkraft an der Kathode herrührt, so ergibt sich für das Verhältnis zwischen dem bei einem äußeren Feld $\frac{v}{L}$ fließenden Strom i und dem Sättigungsstrom i_{max} eine Gleichung: $\frac{i}{i_{max}} = e^{-x_m/\lambda} + \frac{x_m}{\lambda} \cdot E_i\left(-\frac{x_m}{\lambda}\right)$; dabei ist λ die mittlere freie Weglänge, $x_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon L}{v}}$ und E_i eine Funktion der Form: $E_i(-z) = \int_0^{\infty} \frac{1}{u} e^{-u} du$. Das erste Glied dieser Gleichung entspricht dem äußeren Feld, das zweite dem von der Bildkraft herrührenden. Für $\frac{x_m}{\lambda}$ nicht wesentlich unter 0,2 erhält man so eine gute Darstellung der Messungen von Lenard und seinen Schülern, sowie von Robinson. PETER PRINGSHEIM.

A. Amaduzzi. Osservazioni sulla scarica cosiddetta „Globulare“. Cim. (6) **23**, 75—189, 1922, Nr. 2/4. Die Versuche von Righi über „kugelblitzähnliche“ Entladungen werden fortgesetzt und erweitert. Unter geeigneten Bedingungen können bei Entladungen großer Kondensatoren durch Röhren bei niederem Druck Erscheinungen eintreten, die in ihrem Aussehen dem als „Kugelblitz“ bekannten Phänomen ähnlich sind. Zu Beginn der Entladung entsteht an der Anode eine Helligkeit, die sich rasch in die Länge ausdehnt, nahe der Anode sich abschnürt, ablöst und sich gegen die Kathode zu mit allmählich geringer werdender Geschwindigkeit bewegt. —

Hier wurden die Versuche zum Teil mit folgender Anordnung durchgeführt: Röhre v. 1 cm Durchmesser und 40 cm Länge und mit fadenförmigen Elektroden aus Pt oder Al. — Flaschenbatterie, geladen mit Holzscher Maschine. Im Entladungskreis Wasserwiderstand, die Röhre und eine Funkenstrecke. Zum Gelingen müssen Widerstand und Funkenstrecke an der Anode liegen. — Temperatureinfluß: Erwärmen der Röhre bewirkt *et. par.* eine Vermehrung der sich bewegenden „Kugel“-Schichten, Entladung unterteilt sich. Höchste verwendete Temperatur war hier 300°. Dagegen nimmt die Zahl der Entladungen ab. — Ferner werden mit geänderter Apparatur eine Reihe von Beobachtungen über die verschiedenen Entladungsformen sowie zugehörige Erklärungsversuche gegeben, was sich nicht kurz zusammenfassen läßt. Die Ergebnisse sind qualitativ und scheinen vorläufige zu sein. K. W. F. KOHLRAUSCH

E. Mathias. Rapport sur l'état actuel de l'électricité atmosphérique. *Ann. d. phys.* (9) 18, 83—170, 1922, Juli/August. Ein näheres Eingehen auf den 88 Seiten starken Bericht ist hier natürlich nicht möglich; es kann nur die Disposition wieder gegeben werden. 1. Lufterlektrisches Potential, jährliche, tägliche Änderungen, Variation mit Höhe und geographischer Breite, Verhalten des Erdfeldes bei einem Sonnenfinsternis. 2. Lufterlektrische Zerstreuung, Einfluß von Jahreszeiten, meteorologischen Elementen, der Unterlage (Kontinent, Ozean). 3. Ionisation der Luft, Zahl der Ionen. 4. Leitfähigkeit der Luft, Vertikalstrom, seine Änderung mit Tag, Jahreszeit und Höhe. 5. Beweglichkeit der Ionen in der Luft. 6. Radioaktivität der Luft, durchdringende Strahlung, tägliche Variation der Ionisation in einem geschlossenen Gefäß, Ursprung der durchdringenden Strahlung, Radiumgehalt verschiedener Gesteine und der Erdkruste, Radioaktive Mineralwässer, Alter der Erde. 7. Niederschlagselektrizität. 8. Gewitter und Nordlicht, Störungen der drahtlosen Telegraphie. 9. Erdströme. — Es scheint dem Berichtersteller, daß dem Verf. vielfach wichtige Arbeiten entgangen sind. Es mag dies daher rühren, daß wie aus einem Postskriptum hervorgeht, nur französische Quellen und Terrestrischer Magnetismus usw. benutzt wurden. Literaturnachweise fehlen leider gänzlich. CONRAD

P. Tverskoy. Die Spannung des elektrischen Feldes und die Durchsichtigkeit der Atmosphäre. *Meteorol. ZS.* 40, 21—23, 1923, Januar. Als Maß für die Durchsichtigkeit der Atmosphäre als Ganzes werden angesehen: 1. Der Transmissionskoeffizient q (nach der Bouguerschen Formel $J = J_0 q^d$ gerechnet), 2. die Dicke der Zerstreuungsschicht δ (nach der Ångströmschen Gleichung), 3. der Dampfdruck e , 4. die Polarisationsgröße p (in Prozenten). — Die einzelnen Elemente wurden ebenso wie das Potentialgefälle am Observatorium zu Pawlowsk von N. N. Kalitoshin der Beobachtung unterzogen. — Das Potentialgefälle wächst mit zunehmender Trübung der Atmosphäre, d. h. mit abnehmender Leitfähigkeit. — Einem Transmissionskoeffizienten $q = 0,869$ entspricht $\frac{dV}{dh} = 156 \text{ V/m}$, bei $q = 0,852$ ist $\frac{dV}{dh} = 169 \text{ V/m}$.

Je größer die Dicke der Zerstreuungsschicht ist, desto mehr wächst das Potentialgefälle an. Hoher Dampfdruck ohne Kondensationsbildung wäre das Zeichen für Mangel an Ionen. ($e = 0$, $dV/dh = 266 \text{ V/m}$; $e = 13 \text{ mm}$, $dV/dh = 76 \text{ V/m}$.) Je mehr trübende Partikel vorhanden sind, desto kleiner wird die Polarisationsgröße p . Für $p = 63 \text{ Proz.}$ ist $dV/dh = 114 \text{ V/m}$, für $p = 51 \text{ Proz.}$ $dV/dh = 143 \text{ V/m}$.

Rudolf Suhrmann. Der Einfluß der Gasbeladung auf die thermische und lichtelektrische Elektronenemission des Platins und des Tantals. *ZS. f. Phys.* 13, 17—34, 1923, Nr. 1/2. [S. 558.] PRINGSHEIM

fons Enderle. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. 153. Über die von der γ -Strahlung des Radiums ausgelöste sekundäre Elektronenstrahlung. Wien. Anz. 1922, S. 239, Nr. 26/27. Der Autor referiert: Es wird die durch γ -Strahlung ausgelöste Sekundärstrahlung von atomschweren Elementen untersucht. Die verschieden harten γ -Komponenten lösen je eine Type von Sekundärelektronen aus, deren Anfangsgeschwindigkeit von der Wellenlänge der Strahlung abhängt. Jeder Sekundärstrahlungstyp kommt ein bestimmter Asymmetriekoeffizient zu, und zwar der härteren Type der größere. 2. Die Anomalie des (Umkehrung der Asymmetrie) wird als Absorptionseffekt erwiesen, der bei Elementen mit hohem Atomgewicht allgemein auftritt und bei Pb von etwa 0,5 mmattenstärke an zum Herabsinken des gemessenen Asymmetriekoeffizienten unter 1 führt. 3. Aus den Reichweiten der Ein- und Austrittsstrahlung werden die Absorptionskoeffizienten der von den beiden Hauptkomponenten der γ -Strahlung erregten Elektronentypen berechnet und gezeigt, daß die Funktion $\mu/\rho = f(A)$ (Absorptionseffizient : Dichte = Funktion des Atomgewichtes) ähnlich wie bei der β -Strahlung des UX auch für diese Sekundärstrahlung im allgemeinen ansteigt. 4. Es werden die wahren Asymmetriekoeffizienten für Pb, Au, Ag, Ni, Fe berechnet und gezeigt, daß dieselben, als Funktion des Atomgewichtes dargestellt, mit zunehmendem Atomgewicht gegen 1 konvergieren.

K. W. F. KOHLRAUSCH.

H. Lester. X-Ray Examination of Steel Castings. Chem. and Metallurg. Eng. 28, 261—267, 1923, Nr. 6. [S. 507.]

BERNDT.

J. Maurain et Mme de Madinhac. Évaluation de l'intensité de courants électriques verticaux traversant le sol en France. C. R. 175, 1046—1047, 1922, Nr. 22. Wenn man auf der Erdoberfläche eine geschlossene Kurve zieht, so ist der Wert des Integrals $\int H \cos \vartheta dS$ (H = Hor. Int.; ϑ = Winkel zwischen H und der Kurve; dS = Bogenelement) gleich Null, wenn das Magnetfeld von einem Potential abhängt. Ist der erhaltene Wert von Null verschieden, so entspricht derselbe einem elektrischen Strome, der die Fläche senkrecht durchsetzt; seine Gesamtstärke J ist: $4\pi J = \int H \cos \vartheta dS$. Dieser Ausdruck wurde für einen großen Teil der Fläche, welche Frankreich einnimmt, ermittelt, und zwar auf Grund der Messungen von Moureaux. — Die von den gewählten Begrenzungslinien eingeschlossene Fläche ist 415100 qkm. Wird die Begrenzung im Uhrzeigersinn umlaufen, so ist die Summe der positiven Teile in CGS-Einheiten 9210900 und die Summe der negativen 9213160. Der Unterschied 2260 ist $\frac{1}{4000}$, d. h. von der Größenordnung der Genauigkeit, welche die besten Messungen des erdmagnetischen Feldes erreicht wurde. Der entsprechende vertikale Strom, der die Fläche durchsetzt, würde nach oben gerichtet sein und hätte eine Gesamtstärke von 1800 Amp. oder 0,0043 Amp./qkm. — L. A. Bauer hat bei seinen Untersuchungen, die sich auf die ganze Erdoberfläche beziehen, für die Breiten zwischen Parallelkreisen gefunden: 1. Für Gegenden von hoher nördlicher bis südlicher Breite sind die Ströme nach oben gerichtet; ihre mittlere Stärke ist 0,026 Amp. zwischen Nordpol und 45° NBr. 2. Für Gegenden geringer Breite sind die Ströme nach unten gerichtet; ihre mittlere Stärke ist — 0,010 Amp. zwischen 45° NBr. bis 45° SBr. Frankreich liegt ungefähr in der Breite, wo die so ermittelten Ströme ihr Zeichen ändern; der hier mitgeteilte geringe Wert stimmt also mit den allgemeinen Ergebnissen von L. A. Bauer überein.

STÖCKL.

Dongler. Mesures magnétiques dans le sud-est de la France (rive gauche du Rhône). C. R. 175, 1430—1432, 1922, Nr. 26. An 46 Stationen der Be-

zirke: Drôme, Hautes-Alpes, Vaucluse, Basses-Alpes, Bouches-du-Rhône, Var, Alpes-Maritimes) wurde D, J, H mit einem Reiseinstrumentarium nach Moureaux gemessen. Die Messungen sind auf den 1. Januar 1922 reduziert. Aus diesen Messungen und aus denen von Moureaux vom 1. Januar 1896 wurde für jenes Gebiet ein Mittelwert der säkularen Änderung innerhalb des angegebenen Zeitabschnittes berechnet.

Deklination: $-3^{\circ} 2'$, Inklination: $-46'$, Horizontalintensität 0,0020.

Für die Hauptstation Val-Joyeux ergab sich die säkulare Änderung zu: $D = -2^{\circ} 1'$, $J = -0^{\circ} 32'$, $H = 0,0015$. Änderung der säkularen Änderung der Stationen für D : Bouches-du-Rhône $3^{\circ} 0'$, in Hautes-Alpes $3^{\circ} 4'$; für H : in Bouches-du-Rhône 0,0018, in Hautes-Alpes 0,0018.

Stöc

Ph. Flajolet. Perturbation de la déclinaison magnétique à Lyon pendant l'année 1921—1922. C. R. 175, 1429, 1922, Nr. 26. Die Registrierungen der Deklination zu Lyon ergaben folgendes:

Monat	Ruhige Tage	Gestörte Tage			
		Störung: 1' bis 3'	3' bis 7'	7' bis 15'	15' bis 30'
Dezember 1921 . . .	6	7	8	10	—
Januar 1922 . . .	3	13	9	5	1
Februar	3	6	13	6	—
März	2	11	12	5	1
April	5	7	9	8	1
Mai	8	10	7	6	—
Juni	10	10	7	3	—
Juli	6	11	10	3	1
August	2	13	8	8	—
September	14	8	5	3	—
Oktober	2	11	10	8	—
November	10	13	3	4	—
	71	120	101	69	4

Merkliche Zunahme der Störungen gegenüber dem Vorjahre: Ruhige und wenig gestörte Tage 1920/21 223, 1921/22 191; mittlere Störung (3' bis 15') 1920/21 1921/22 170; starke Störung 1920/21 10, 1921/22 4.

Stöc

G. J. Elias. Het electromagnetische veld van een magnetischen dipool (Fortsetzung.) Physica 2, 361—374, 1922, Nr. 12. Über die vorangegangene Arbeit wurde in diesen Ber. 3, 1324, 1922 berichtet. Als Beispiel eines magnetischen Dipols nennt Verf. den Rahmensender für elektromagnetische Wellen. Jedoch gilt die vorliegende Berechnung nur für Abstände, welche klein sind gegenüber der Wellenlänge wie bei einer Stromschleife, welche bei niedriger Frequenz induzierend auf einen nachbarten Leiter, wie die Erde, wirkt. Verf. entwickelt die in der vorangegangenen Arbeit angegebenen Potentiale für diesen besonderen Fall, und zwar sowohl, wenn der Dipol senkrecht auf der unendlich ausgebreiteten Grenzfläche zwischen Leiter und Dielektrikum steht, als auch für den Fall, daß der Dipol dieser Ebene parallel ist. Es ist wiederum nicht möglich, hier den Gang der Berechnung kurz anzugeben. Man könnte aus dem Ergebnis die Stromverteilung im Leiter in der Nähe des Dipols

leiten. Das Problem könnte man auch so in Angriff nehmen, daß man das Feld einer geschlossenen Kette elektrischer Dipole mit gleichen Ladungen berechnete. Diese Rechnungsweise wäre aber nach dem Verf. weniger übersichtlich. KOLKMEIJER.

Karl F. Lindman. Über die durch ein aktives Raumgitter erzeugte Rotationspolarisation der elektromagnetischen Wellen. *Ann. d. Phys.* **69**, 270—284, 1922, Nr. 20. Översikt Finska Förhandl. **64**, Nr. 5, 18 S., 1921/22. [S. 550.] SCHEEL.

G. Breit. Skin Effect in Solenoids. *Nature* **110**, 668, 1922, Nr. 2768. „Der Skin-effekt in langen einlagigen, aus rundem Draht dicht gewickelten Solenoiden bei sehr hohen Frequenzen wurde von Sommerfeld, Lenz, Abraham, L. Bloch und E. Bloch behandelt. (Die Frequenz soll genügend hoch sein, um die Rayleighsche Annäherung zu erlauben.) — Der erstere gibt das Verhältnis des Widerstandes des Solenoids zu dem Widerstand des gestreckten Drahtes desselben zu 3,73 an, während Abraham, L. Bloch und E. Bloch 3,46 gefunden haben. Der Verf. berechnete mit Hilfe einer anderen Methode dieses Verhältnis zu $3,4 \pm 0,02$. Bei der Durchprüfung der Berechnung von Sommerfeld ergab sich, daß bei Verbesserung eines Fehlers in der graphischen Auswertung des Flächeninhalts der Sommerfeldschen Kurve dasselbe Resultat (3,41) erhalten wird. Für lose gewickelte Solenoide geben die Berechnungen von Abraham, L. Bloch und E. Bloch, Lenz und dem Verf. gut übereinstimmende Resultate.“ — Sommerfeld verständigte den Verf. nach Lesen der kurzen Notiz, daß er mit seiner Folgerung übereinstimmt. LILI SZABÓ.

J. Wallot. Induktivität und Kapazität einlagiger Drahtspulen. Nach Versuchen von K. Schäfer. *Arch. f. Elektrot.* **10**, 233—256, 1921, Nr. 7. K. Schäfer hat auf Veranlassung des Verf. in den Jahren 1912/13 die Induktivität und Kapazität von kernlosen Spulen aus blankem Kupferdraht gemessen (diese Ber. **1**, 827, 1920). Er konnte aus seinen Versuchen keine weitergehenden Schlüsse ziehen, da er unmittelbar nur die Induktivität und Kapazität von jedesmal zwei Spulen gemessen hatte, die in geringem Abstand einander gegenüber in ein Paralleldrahtsystem eingeschaltet waren. Bei der Induktivität läßt sich der Einfluß der Gegenspule durch eine einfache Korrekutionsrechnung eliminieren. Die so verbesserten Induktivitäten Schäfers stimmen für kurze Spulen innerhalb der Meßgenauigkeit mit den nach der Strasserschen Formel berechneten überein, wenn man voraussetzt, daß die Stromlinien bei der benutzten hohen Frequenz nicht nur in jedem einzelnen Spulendraht nach außen, sondern außerdem in den Drahtoberflächen nach der Spulenchse hin verdrängt sind. Die letztgenannte „Spulenverdrängung“ ist um so ausgeprägter, je größer das Verhältnis Drahtdicke/Ganghöhe (die „Wicklungseuge“) ist. Die von Schäfer gemessene Kapazität der Spulen rührt von den größten Teilen von der Gegenspule her; dieser Anteil läßt sich ziemlich genau berechnen, wenn man sich die Spulen durch Kreiszylinder mit in sich geschlossener Mantelfläche desselben Durchmessers und derselben Länge ersetzt denkt. Zieht man diesen Anteil von der gemessenen Gesamtkapazität ab, so bleibt nach Berücksichtigung eines Einflusses der Spulenenden die „Eigenkapazität“ der Spulen zurück. Der Verf. zeigt, daß die Formeln von Drude und Gothe die Eigenkapazität von Spulen wenigstens der Größenordnung nach richtig zu berechnen erlauben. Bei den Schäferschen Versuchen macht die Berücksichtigung der Potentialverteilung auf den Spulen, die von großem Einfluß ist, besondere Schwierigkeiten; mit Sicherheit geht jedoch aus ihnen hervor, daß, wie nach den Formeln von Drude und Gothe zu erwarten, die Eigenkapazität einer einlagigen Spule im wesentlichen nur von ihrem Durchmesser und ihrer Länge abhängt, aber nur wenig davon, ob auf

dieser Länge viele Windungen dünnen oder wenige dicken Drahtes aufgewickelt sind. Da die eigentliche „Windungskapazität“ hiernach nur eine untergeordnete Rolle spielt, kann dem Begriff der „kritischen Frequenz“ keine erhebliche Bedeutung zukommen.

WALLOT.

E. P. Adams. The Hall and Corbino effects. Proc. Amer. Phil. Soc. Philadelphia 54, 47—51, 1915, Nr. 216. Vergleicht man die von Corbino (1911) beschriebenen Effekte mit dem Halleffekt, so ergibt sich nicht nur ein enger Zusammenhang zwischen beiden, sondern völlige Wesensgleichheit. 1. Nach Corbino entsteht in einer metallischen kreisförmigen Scheibe, in der ein radialer Strom J fließt, in einem magnetischen Felde von der Stärke H , dessen Kraftlinien senkrecht durch die Scheibe treten, ein

Kreisstrom von der Stärke $C = \frac{c}{2\pi} \lg \frac{r_2}{r_1} JH$. Beim Halleffekt ist die transversale

Potentialdifferenz $e = \frac{c}{k} \frac{J \cdot H}{t}$. Für die Konstante c ergeben sich nun aus beiden

Effekten sowohl dem Vorzeichen als auch der Größe nach gleiche Werte. — 2. Nach Corbino tritt an einer metallischen, von einem Radialstrom durchflossenen Scheibe im magnetischen Felde ein mechanisches Drehmoment auf. Auch die daraus abgeleiteten Werte für die Konstante c stimmen bei 5 Metallen (einschließlich Wismut) mit denen aus dem Kreisstrom abgeleiteten gut überein. Es ist also kein Zweifel, daß Corbino- und Halleffekt wesensgleich sind. — Schwieriger liegen die Verhältnisse bei den Widerstandsänderungen im Magnetfelde. Die Superposition des Kreisstromes über den Radialstrom sollte in allen Fällen eine Widerstandserhöhung erwarten lassen; tatsächlich beobachtet man aber teils Widerstandserhöhung, teils Erniedrigung. Auch sind die beobachteten Erhöhungen viel größer als die berechneten. Es müssen demnach noch andere Ursachen für die Widerstandsänderung im magnetischen Feld wirksam sein. Die Erklärung der Erscheinungen vom Standpunkt der Elektronentheorie aus ist noch durchaus unbefriedigend.

FR. HOFFMANN.

E. P. Adams. The Corbino Effect in Iron. Phil. Mag. (6) 42, 677—679, 1921, Nr. 251. A. K. Chapman (1916) hatte gefunden, daß der Corbinoeffekt in Eisen in einem Feld von etwa 260 el. magn. Einh. sein Vorzeichen wechselt, während A. W. Smith (1918) für den wesensgleichen Halleffekt in elektrolytischem Eisen eine solche Erscheinung nicht fand. Da es nicht wahrscheinlich ist, daß zwei Eisensorten ein so verschiedenes Verhalten zeigen, führte Verf. noch einmal eine Messung des Corbinoeffekts an einer von Chapman früher benutzten Platte aus norwegischem Eisen und an einer von Smith zur Verfügung gestellten Platte aus Elektrolyteisen durch. — Die Methode war gegen die frühere nicht wesentlich geändert, nur wurde im Galvanometerkreis ein viel besserer, thermokraftfreier Doppelkommutator benutzt. — Es ergab sich, daß in keinem der beiden Eisensorten eine Umkehr des Corbinoeffektes eintrat. Die Corbinokonstante c , die mit dem Hallkoeffizienten R verknüpft ist durch die Beziehung $c = k \cdot R$ (k das spezifische Leitvermögen), wurde zu $6,5 \cdot 10^{-7}$ für Felder von 50 bis 1000 el. magn. Einh. gefunden, in naher Übereinstimmung mit dem früher für Felder bis 8000 Einh. gefundenen Wert. — Die von Chapman beobachtete Umkehr des Effektes scheint durch Induktionsströme vorgetäuscht zu sein.

FR. HOFFMANN.

H. W. Nichols. Zur allgemeinen Dynamik der Verstärker und Schwingungserzeuger. Electrical Communication 1, 11—14, 1922, Nr. 1. Ausgehend von den Lagrangeschen Gleichungen zweiter Art werden die Eigentümlichkeiten selbsterregt schwingender oder verstärkender Systeme untersucht. Es ergibt sich, daß solche Systeme nur dadurch möglich sind, daß die physikalischen „Konstanten“ (Widerstand,

nduktivität, Reibung, Masse usw.) in Wirklichkeit veränderlich sind. Dieses Ergebnis deckt sich mit dem der Barkhausenschen Untersuchungen. Wenn das System eine Schwingung dauernd zu unterhalten oder doch zu verstärken scheint, ohne daß Kräfte der gleichen Periode wirken, so kann dies nur daher rühren, daß gewisse allgemeine „Koordinaten“ des Systems vernachlässigt sind, von denen gerade die Energiezufuhr abhängt. Es werden die Grundzüge der theoretischen Behandlung derartiger Systeme entwickelt. Insbesondere ergibt sich dabei die oft benutzte Tatsache, daß es gestattet ist, den stationären Zustand des Systems (z. B. bei einem Vakuumrohr den Anoden-Gleichstrom) und die Energiequelle (Anodenbatterie) zu vernachlässigen, dafür aber in dem veränderlichen Element (dem Rohrwiderstand) eine schwingende Kraft (EMK) anzunehmen. (Aus Zeitschriftenschau des Telegraphentechn. Reichsamts, Referent: Salinger.) SCHEEL.

Georg Joos. Theorie des Elektronenröhrengenerators. Ann. d. Phys. (4) 69, 405–547, 1922, Nr. 23/24. Die bisherigen Berechnungen an Röhrengeneratoren setzen alle eine geradlinige Kennlinie der Röhre voraus. Diese können daher nur in bezug auf Fragen nach dem Einsetzen und ähnlichem zu richtigen Ergebnissen führen, müssen aber bei Berechnung der Amplitude den Wert unendlich ergeben. Graphische Methoden zur Bestimmung der Amplitude erfordern andererseits zur Diskussion der Abhängigkeit des Ergebnisses von den vielen eingehenden Größen einen ungewöhnlichen Zeichenaufwand. Verf. versucht daher unter Anwendung einer empirischen Formel für die Form der Kennlinie die Abhängigkeit der Amplitude von den Kreisdaten rechnerisch zu lösen. Zunächst wird die Rechnung ohne Berücksichtigung des Gitterstroms durchgeführt, wobei eine Schaltung mit induktiver Gitter- und Anodenkreiskopplung zugrunde gelegt ist. Es ergibt sich ein Unterschied in den Bedingungen für das Einsetzen der Schwingungen und denen für das Fortbestehen einer einmal vorhandenen Schwingung endlicher Amplitude. Sind die Schwingungen einmal im Gang, so kann man durch Änderung des Widerstands sie weiter aufrecht erhalten unter Bedingungen, bei denen sie durch direktes Einschalten nicht zu bekommen sind. Dieser Unterschied ist um so größer, je weiter der Ruhepunkt der Kennlinie vom Mittelpunkt entfernt ist. Die Abhängigkeit der Amplitude von den Kopplungen wird erst richtig wiedergegeben, wenn man auch den Gitterstrom in Rechnung setzt. Dann ergibt sich, daß es sowohl für Gitter- wie für Anodenkreiskopplung ein Optimum gibt, bei dem ein Maximum der Amplitude erreicht wird. Zum Schluß werden die Ergebnisse auf verschiedene praktisch angewandte Schaltungen übertragen. Joos.

Georg Joos. Theorie des Elektronenröhrengenerators. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 20, 416–444, 1922, Nr. 6. Auszug aus der oben referierten ausführlichen Veröffentlichung in den Ann. d. Phys. Joos.

H. Zickendraht et K. Baumann. La détermination du coefficient d'accouplement d'après une méthode de battements. Arch. sc. phys. et nat. (5) 4, 379, 1922, Sept./Okt. Zur Messung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten L_{12} und damit des Kopplungsgrades zweier Spulen werden diese in einem Schwingungskreis eingeschaltet, wobei es ein Stromwender ermöglicht, das Magnetfeld in einer Spule umzukehren. Ein zweiter kontinuierlich erregter Kreis von fast gleicher Eigenschwingung dient als Empfangskreis. Die Differenz der Tönhöhen der im zweiten Kreise auftretenden Schwebungen bei Parallel- und Gegeneinanderschaltung der Spulenfelder im ersten Kreise gestattet, mit Hilfe der Thomsonschen Formel L_{12} einfach zu ermitteln. Kopplungskoeffizienten bis 0,15 Proz. konnten so gemessen werden. SÄNGEWALD.

H. S. Roberts and L. H. Adams. The use of minerals as radio-detectors. S.-A. Amer. Mineralogist 7, 131—136, 1922, Nr. 8. Die Arbeit enthält für die wichtigsten Kristalldetektor-Materialien die Symmetrieeigenschaften, die Verhältnisse bei Spaltung und die Stromspannungscharakteristik. Ausgehend vom Bleiglanz stellt Verf. die Hypothese auf, daß die sensitiven Stellen eines Detektors stets solchen Spaltungsflächen angehören, die eine Schicht von nur einer Atomart enthalten. Die den Atomen einer solchen Schicht zugehörigen Elektronen sollen dann eine ähnliche Rolle spielen, wie die Glühelktroden in einer Röhre, und die unsymmetrische Leitfähigkeit verursachen. SÄNGEWALD

J. H. Lindström and Rolf Nevanlinna. Untersuchung des Kohärerwiderstandes als abhängig von der Entfernung des Oszillators. Soc. Scient. Fenn. Comment. phys.-math. 1, Nr. 25, 10 S., 1922. Für Kohärer, die mit verschiedenen Metallpulvern gefüllt sind, wird der Widerstand als Funktion der Entfernung (0,2 bis 12 m) vom Oszillator ermittelt. Er erreicht in etwa 3 m Entfernung ein Minimum, das um so schwächer ausfällt, je stärker die ausgesandten Wellen sind. Bei Versuchen in Gebäuden zeigen die Kurven einen unregelmäßigen, auch Maxima aufweisenden Verlauf, der durch Interferenz der direkt vom Oszillator kommenden Wellen und der von Boden und Wänden reflektierten verursacht wird. SÄNGEWALD

Lewis M. Hull. Determination of the output characteristics of electron tube generators. Scient. Pap. Bureau of Stand. 15, 497—517, 1919, Nr. 355. Verf. gibt eine Röhrentheorie, die es ermöglicht, aus einer vorhandenen Röhre die größte Nutzleistung herauszuholen oder zu einem gegebenen Schwingungskreis die passende Röhre zu finden. Das Verfahren stützt sich auf die experimentelle Aufnahme der „abgeleiteten Charakteristik“ nach Hazeltine und wird im allgemeinen graphisch durchgeführt, weswegen eine Erläuterung im Rahmen dieser Berichte nicht möglich ist. MÜHLBRETT

Lewis M. Hull. An electron tube transmitter of completely modulated waves. Scient. Pap. Bureau of Stand. 16, 259—271, 1920, Nr. 381. Es wird ein Röhrensender beschrieben, dessen Anodenstrom von einem Wechselstromgenerator von 500 Per./sec geliefert wird. Die Amplituden des Hochfrequenzstromes schwanken dabei zwischen 0 und einem Höchstwert, sie sind „vollkommen moduliert“, und zwar sinusförmig. Der Vorteil gegenüber einem Funkensender mit gedämpften, logarithmisch modulierten Schwingungen liegt darin, daß die Energie mit einer einzigen Frequenz ausgestrahlt wird, während der gedämpfte Sender ein Frequenzband ausstrahlt. Einige Versuchsergebnisse werden mitgeteilt. MÜHLBRETT

Sources of elementary radio information. Circular Bur. of Stand. S. 1—12, 1922, Nr. 122. Veröffentlichung des Bureau of Standards (Washington) über amerikanische und englische Literatur zur Information über funkentelegraphische Fragen mit folgender Einteilung: Periodische Zeitschriften, wissenschaftliche Regierungsveröffentlichungen, Bücher für Anfänger, Studium und Spezialfragen, Jahrbücher, Codes, gesetzliche Vorschriften (auch für Kanada), Rufnamenverzeichnisse, Sicherheitsmaßregeln, Verhalten bei Empfangsstörungen. Gleichzeitig werden die Adressen der für Anfragen in Betracht kommenden Stellen angegeben. SÄNGEWALD

Beobachtungen über die Ausbreitung der Wellen drahtloser Telegraphie über große Entfernungen. L'électricité pour tous 4, 333—334, 1922, Nr. 11/12. Die Vorgänge der Absorption, Reflexion und Zerstreuung, die sich in der Atmosphäre abspielen, beeinflussen die Übertragung der Wellen der drahtlosen Telegraphie in

großen Entfernungen erheblich. Über der Erde ist es hauptsächlich in einer Entfernung von 100 km eine Schicht, die sich in dem dauernden Zustand von Ionisation findet und eine erhebliche Leitfähigkeit aufweist, die infolgedessen für die Fortpflanzung der drahtlosen Wellen von Einfluß werden muß. Tagsüber ist die Ionisation auch in den unteren Schichten vorhanden, aber vollkommen unregelmäßig, wodurch beträchtliche Absorptionen zustande kommen. Nachts ist die Ionisation auf die hohen Schichten beschränkt und in den mittleren und unteren Schichten wird die Absorption dadurch geschwächt. Außerdem treten nachts aus den höheren Schichten Reflexionen hinzu, die zu großen Reichweiten beitragen. Der Einfluß dieser Veränderungen in der Atmosphäre ist natürlich viel mehr ausgeprägt bei kurzen Wellen als bei langen. Die Veränderung der Signalstärke mit den Vorgängen in der Atmosphäre scheint beinahe umgekehrt der Wellenlänge proportional zu sein. Die Formeln, die die große Reichweiten aufgestellt sind, entsprechen nicht den praktischen Resultaten. Man kann keinen Exponentialfaktor einführen, der in gleicher Weise die Absorption, Reflexion, Zerstreuung rechnerisch berücksichtigt. Für die Tagesausbreitung über dem Meer ist eine Formel aufgestellt

$$I = \frac{120 I_a h_a h_p}{d \cdot R} e^{0,0015 d / \sqrt{\lambda}},$$

welcher bedeuten I_a den Anodenstrom, h die effektiven Höhen, λ die Wellenlänge, d die Entfernung zwischen den Antennen, R den Widerstand der Empfangsantenne. Seit 1914 sind zahlreiche Beobachtungen über die Gültigkeit dieser Formel gemacht. (Aus Zeitschriftenschau d. Telegraphentechn. Reichsamts, Referent: Leithäuser.) SCHEEL.

John B. Taylor. Communication By High Frequency Waves. Gen. Electr. Rev. 26, 61–64, 1923, Nr. 1. Populärer historisch-philosophischer Streifzug durch die Entwicklung der Hilfsmittel gegenseitiger Verständigung auf nahe und weite Entfernungen unter dem leitenden Gesichtspunkt, daß jede Form der Benachrichtigung ganz oder teilweise von Wellen abhängt. SÄNGEWALD.

Leithäuser. Eine neue Audionschaltung, deren Benutzung zum Bau eines Universalempfängers und über Gleichstromverstärker für Schreibempfang. Jahrb. d. drahtl. Electr. 21, 30–32, 1923, Nr. 1. In der beschriebenen Audionschaltung dient das Audion als Detektor und wird zusammen mit einem örtlichen Hilfssender angewendet. Die übliche Audiondetektorschaltung wird so modifiziert, daß man von einigen freien Windungen der Selbstinduktion des eingeschalteten Empfangskreises über einen veränderlichen Kondensator zur Anode der Röhre geht. Dadurch wird eine äußerst fein einregulierbare Rückkopplung erzielt, und man kann das System kurz vor dem Selbstschwingen einstellen, was eine beträchtliche Empfindlichkeitssteigerung darstellt. Ferner wird ein Gleichstrom-Endverstärker für Schreibempfang angegeben, der sich unmittelbar an eine Zentralenspannung anschalten läßt, ohne weitere Sammlerbatterien zu benötigen. Er besteht aus einer Doppelgitterröhre und einer 10-Watt-Senderöhre als Endröhre. Der ankommende Zeichenstrom entgegelt die Doppelgitterröhre, ein Vorgang, welcher die bis dahin vor sich gehenden Schwingungen und den Anodenstrom der Endröhre erlöschen läßt. In diesem Augenblick wird durch eine Widerstandsschaltung automatisch ein entgegengesetzter Strom durch die Wicklung eines Relais getrieben. SÄNGEWALD.

Greinacher. Über die Charakteristik der Elektronenröhren. ZS. f. Phys. 1, 239–252, 1922, Nr. 4/5. Zunächst wird gezeigt, daß der Emissionsstrom in zylindrischen Eingitterröhren mit der $\frac{3}{2}$ -Potenz der „wirksamen“ Spannung ansteigt.

Darunter ist die algebraische Summe der Anteile aus der angelegten Spannung, der Heizspannung, der Emissionsenergie der Elektronen und dem Kontaktpotential zu verstehen. Der „Durchgriff“ läßt sich bestimmen, indem man einmal den gesamten Emissionsstrom und einmal den Gitterstrom bei isolierter Anode mißt bzw. indem man die Neigung dieser beiden Charakteristiken bestimmt. Werden an den Glühdraht beschleunigende Spannungen bei geerdetem Gitter angelegt, so nimmt die isolierte Anode Spannungen an, die um einen gewissen Betrag höher sind als jene. Mit zunehmendem Heizstrom wächst das negative Aufladepotential der Anode, wiewohl die Abnahme der Heizspannung einer Verkleinerung der beschleunigenden Spannung entspricht. — Die Konstante der Röhrenformel ergab sich stets kleiner, als sich nach dem bisher allgemein gebräuchlichen Langmuir-Barkhausenschen Ausdruck berechnet. Die Langmuir-Schottkysche Formel für den Strom zwischen einer Glühdrath und einem Metallzylinder läßt sich nicht unmittelbar auf eine Gitter-Elektronenröhre übertragen. Ladet man eine Gitterspirale auf ein Potential V auf, so ist das elektrische Feld kleiner, als wenn man eine richtige Zylinderelektrode auf dasselbe Potential aufladet. Bezeichnet man die Kapazität einer Gitterspirale gegenüber dem Glühdraht mit C , diejenige eines Zylinders von denselben Abmessungen mit C_0 , so muß die Röhrenformel richtig lauten:

$$i = \frac{2\sqrt{2}\varepsilon/\mu}{9} \frac{l}{r} \left(\frac{C}{C_0}\right)^{3/2} (V_g + DV_a)^{3/2} \text{ el.-st. E.}$$

Bisher wurde (C/C_0) stets gleich 1 gesetzt. Dies kann Werte für i und damit die Steilheit der Charakteristik ergeben, die um das Zwei- bis Dreifache zu hoch sind. — Zum Schluß folgt die Beschreibung eines Versuchs zur Bestimmung von ε/μ an einer Verstärkerröhre mittels Anwendung eines parallel zur Zylinderachse angebrachten Magnetfeldes. Verschwindet der Anodenstrom bei einer Gitterspannung V und einem Magnetfeld H , so ist, wenn r den Gitterradius bedeutet, $\varepsilon/\mu = \frac{8V}{r^2 H^2}$. H. GREINACHER

Karl Ammon. Die Anordnung oberirdischer blanker Fernsprechdoppelleitungen. Dinglers Journ. 337, 235—237, 1922, Nr. 25/26. Kurze Darstellung der Grundsätze, nach denen die Induktionswirkungen von Doppelleitungen aufeinander beseitigt werden (Anordnung in aufeinander senkrechten Ebenen, Kreuzung, Verdrillung). SALINGER

G. A. Tomlinson. The Use of a Triode Valve in registering Electric Contacts. Phil. Mag. (6) 44, 870—872, 1922, Nr. 263. Es wird vorgeschlagen, eine Drei-Elektrodenröhre in folgender Weise als Relais zu benutzen: Vom Gitter geht eine Verbindung zur Kontaktzunge eines mechanischen Relais; die Kontaktflächen des Relais stehen über je eine von der anderen verschiedene Spannungsquelle mit der Kathode der Röhre in Verbindung. Je nach der Stellung der Relaiszunge wird sich der Anodenstrom auf einen bestimmten Wert einstellen, der an einem eingeschalteten Galvanometer abgelesen werden kann. Als Vorzug dieser Anordnung gegenüber einer rein mechanischen Relais wird angegeben, daß zur Betätigung der Kontakte außerordentlich kleine Kontaktdrucke ausreichen; eine Kraft von 10^{-6} g Gewicht wird bei blanken Pt-Kontakten als ausreichend bezeichnet. Ebenso ist der Schaltweg sehr klein, da der sehr kleine Strom durch die Kontaktstelle zu Verschmutzen, Funkenbildung oder dergleichen keinen Anlaß gibt; eine Bewegung der Zunge um 10^{-3} m ist ausreichend. — Die Anordnung kann zu mancherlei Präzisionsmessungen dienen; so wurde sie in Verbindung mit einem 600fach vergrößernden Fühlhebel zur Au-

messung eines Parallelendmaßes benutzt; die Einstellgenauigkeit betrug etwa $2 \cdot 10^{-6}$ mm. Es wird noch vorgeschlagen, die Anordnung zum Empfang drahtloser Signale und zur genauen Messung der Höhe der Quecksilbersäule in Barometern zu benutzen.

BOEDEKER.

Alva B. Clark. Telephone Transmission Over Long Cable Circuits. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 42, 1—11, 1923, Nr. 1. Die Übertragungslängen der Kabel sind elektrisch genommen, so lang, daß die Zeiten der Übertragung bereits eine wesentliche Rolle spielen. Die Feststellung und Beseitigung der auftretenden Störungen ist Aufgabe der Arbeit. Es wurden zwei Arten der Pupinisierung der gewöhnlich 4,9 mm starken StamMLEITUNGEN erprobt. 1. Starke Pupinisierung: Spulen 0,175 H, Spulenabstand 1,8 km, $Z = 1600$, Grenzfrequenz $\omega_0 = 17600$. 2. Schwache Pupinisierung: Spulen 0,044 H, Spulenabstand 1,8 km, $Z = 800$, $\omega_0 = 35200$. Die Dämpfung der stark pupinisierten Leitungen steigt über $\omega = 15700$ stark an, während die schwach pupinisierten bis zu höheren Frequenzen gleichmäßiger, aber stärker gedämpft sind. Für größere Entfernungen kommen nur Vierdrahtverstärker in Frage. — Es treten infolge der Länge der Übertragungszeiten echoartige Erscheinungen auf. Sie sind durch Reflexionen an Unstetigkeitsstellen und Rückkopplungen bei schlechtem Ausgleich hervorgerufen. Die Verhältnisse werden durch eingehende Beispiele erläutert. Es werden praktische Werte der gerade nicht mehr störenden Energie der Echos für verschiedene Zeitdifferenzen gegeben. Je größer die Zahl der Verstärker, um so mehr Echos können gehört werden. Zur Vermeidung dieser Störungen ist es zweckmäßig, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit groß zu wählen, also schwach zu pupinisieren. — Die mögliche Gesamtverstärkung hängt allein von der Höhe der Fortpflanzungsgeschwindigkeit, der Güte des Abgleichs und der Gleichmäßigkeit des Kabels ab. Die Dämpfung spielt eine geringere Rolle. Als Beispiel wird die Freileitung New York—San Francisco angeführt. Sie hat unpupinisiert eine Dämpfung von $\beta_1 = 13,1$, pupinisiert $\beta_1 = 6,1$, während die pupinisierte Leitung bis zu einer Restdämpfung von $\beta_1 = 2,2$, die unpupinisierte Leitung aber bis zu $\beta_1 = 1,3$ verstärkt werden konnte. — Zur Vermeidung des Übersprechens ist es notwendig, die Leiter, welche starke Ströme führen, gegen die Leiter mit schwachen Strömen abzuschirmen. — Die Verzerrung durch die Kabel wird in bekannter Weise durch die entsprechende Entzerrung der Verstärker so gut kompensiert, daß die Verstärkung praktisch zwischen $\omega = 3150$ bis 12600 konstant bleibt. — Eingehend werden durch Ozillogramme die Sprachverzerrungen erläutert, die durch das Abflachen der Wellenfronten entstehen. Ein Wechselstrom wird am Anfang der Kabelleitung ein- und ausgeschaltet und durch einen Ozillographen am Ende die ankommenden Schwingungen aufgenommen. Die Schwingungen klingen langsam mit veränderter Frequenz an und allmählich wieder aus. Die An- und Abklingzeiten werden verkürzt, wenn die Leitung schwächer pupinisiert wird, da die Grenzfrequenz höher wird. — Praktisch wurde durch die vorstehenden Maßnahmen erreicht, daß ein schwach pupinisiertes Kabel von 1700 km Länge mit 23 Verstärkern bis zu Frequenzen von 12600 ohne wesentliche Verzerrungen arbeitet. — Infolge der großen Gesamtdämpfung der 1700 km langen Leitung ($\beta_1 = 55$) und der großen Zahl der Verstärker müssen die Verstärkungszahlen der einzelnen Verstärker genau eingehalten und gemessen werden können. Meßschaltung und Tabelle über den Einfluß von Spannungsschwankungen bei den Verstärkern werden beigelegt. — Besondere Schwierigkeiten ergeben die Luftkabel dadurch, daß die Kabeldämpfung infolge der Temperaturschwankungen in einem Jahre erheblich (i. B. um etwa $\beta_1 = 12$) schwankt. Eine automatisch wirkende Regulierung der Verstärkung gleicht diese Änderungen aus.

DROSEN.

W. Schälchlin. Schaltversuche an selbsttätigen Luftschaltern. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. 13, 469—474, 1922, Nr. 10. Das Abreißen des Ausschaltlichtbogens wird bei entsprechend ausgebildeten Kontaktflächen (Schlaufenkontakten) durch die Blaswirkung des magnetischen Eigenfeldes bewirkt. Dieses Feld besteht zwischen Kontaktflächen und Lichtbogen und wird außerhalb desselben = 0. Infolge dieses in bezug auf den Lichtbogen unsymmetrischen Verteilung der Kraftlinien kommt es zur Abstoßwirkung zustande, die den Lichtbogen bis an die Kontaktenden drückt, wo er abreißt. Die Stoßkraft berechnet sich nach dem Biot-Savartschen Gesetz

$$\frac{J}{2 \cdot 9,81 \cdot 10^8} \int \mathfrak{H} dl \quad (J = \text{Strom, } \mathfrak{H} = \text{Feldstärke, } l = \text{Abstand der Kontaktflächen})$$

Für Leiter mit rechteckigem Querschnitt, wie es hier in Frage kommt, ist

$$\mathfrak{H} \approx \frac{4\pi}{5} \cdot \frac{J}{b} \quad (b = \text{Breite der Kontaktflächen}). \quad \text{Bei kleiner Öffnung der Kontakte}$$

ist \mathfrak{H} längs l angenähert konstant und die Stoßkraft wird $= \frac{l}{8000 \cdot b} \cdot J^2 \text{ Gramm}$

Versuche haben gezeigt, daß diese Kraft ohne besondere Blasspule genügt, um 1600 Amp. bei 800 Volt und 16 $\frac{2}{3}$ Per. bei stark verzerrter Spannungskurve einwandfrei abzuschalten. Eine Gefahr dieser sonst wirksamen Anordnung besteht aber darin, daß bei eben geformten Kontaktflächen eine seitliche Zündung möglich ist. Die Stromrichtung ist dann (gleiche Übergangswiderstände zwischen Support und Kontaktflächen sowie homogenes Material vorausgesetzt) nicht mehr parallel zu der Symmetrielinie der Kontakte. Wenn diese Richtung mit der Lichtbogenbahn zusammenfällt, wird der Lichtbogen gegen die seitlichen Schutzwände des Kamins geschleudert, von dort zurückgeworfen und kann infolge der während dieser Zeit ionisierten Luft zu Kurzschlüssen durch das Eisen Anlaß geben. Um das zu verhindern, müßten die Kontaktflächen so geformt sein, daß nur in der Mitte Zündung erfolgen kann. Dies bedingt aber eine schlechte Materialausnutzung. Der Verf. empfiehlt, in Anbetracht dieser Schwierigkeit geschlitzte Kontaktflächen oder nebeneinander montierte Kontaktfinger anzuwenden, weil dann der Lichtbogen immer gegen den Schlitz gezogen wird und von einer Kante zur anderen überspringend an dieser entlang wandert bis zu den Kontaktenden. — Bei zweckmäßig ausgebildeten Kontakten müssen die Hörn genügend lang sein (≥ 100 mm) und der Lichtbogen zwangsweise bis an die Enden geführt werden. Bei zu großer Divergenz der Kontakte nimmt die Feldstärke ab und Luftwirbel verhindern das Nach-vorn-Schleudern des Lichtbogens. Damit die Ausnutzung gering ist, muß die Geschwindigkeit, mit welcher der Bogen wandert, recht groß sein (große Feldstärke, rasches Abschalten). Wichtig ist, daß die Kontakte kürzester Zeit so weit geöffnet werden, daß die Luftreibung an ihren Oberflächen möglichst gering ist. Kamme zur Begrenzung des Lichtbogens sollen genügend groß sein und sich der Form desselben gut anpassen, damit ein Rückwärtsschleudern und damit Nachzündung vermieden wird. Endlich wäre noch der Lichtbogenteiler zu erwähnen, der, zuerst in Amerika angewandt, dazu dient, den Lichtbogen durch eine dritte Elektrode zu teilen und so die Spannung pro Bogen zu verkleinern. LILI SZABO

L. Pungs. Die Steuerung von Hochfrequenzströmen durch Eisendrossele mit überlagerter Magnetisierung. Elektrotechn. ZS. 44, 78—81, 1923, Nr. 1. Die Steuerung von Hochfrequenzströmen zum Zeichengeben bei der drahtlosen Telegraphie, zur Erzeugung von Sendetönen bei ungedämpften Schwingungen und zur Modulation der Hochfrequenzschwingungen für die drahtlose Telephonie geschieht durch die magnetische Beeinflussung einer Eisendrossel, indem der scheinbare Wechselstromwiderstand mittels einer übergelagerten Gleichstrommagnetisierung

ändert wird. Die Arbeitsweise erfolgt durch Änderung der Induktion $I = \text{const } w_h^2 \cdot \mu$, wo μ die Permeabilität des Eisens, eine Funktion des Steuerstromes ist, und durch Änderung des Wirkwiderstandes durch die Eisenverluste $R_e = \text{const. } w_h^2 f^2 \cdot \mu^2$. Die Verwendung der Drossel für die verschiedenen Anwendungsgebiete mit entsprechender Schaltung, hauptsächlich zur Steuerung großer Leistungen, wird eingehend besprochen.

STÜBLEK.

Gueritot. Étude sur le problème de la Télémécanique par T. S. T. L'onde électrique 1, 141, März 1922, Nr. 3. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 20, 472—474, 1922, Nr. 6. Nach Erwähnung der historischen Entwicklung der Fernsteuerung mit Hebeln, Stangen, komprimierten Flüssigkeiten oder Gasen usw. kommt Verf. auf die Fernsteuerung mit Hilfe der drahtlosen Telegraphie. Diese Methode ist erst durch Einführung der Kathodenröhre zu einer brauchbaren geworden. Erwähnt werden die Versuche von Abraham und Bloch, sowie Dolme Dèhan zur Steuerung eines Schiffes. Die Ansprechzeit war 3 Sek. Das nächste Modell war mit einer Nummernscheibe, ähnlich wie bei den automatischen Wählern, ausgerüstet, die durch modulierte ungedämpfte Schwingungen betätigt wurde. Die Relaisanordnung eines Empfängers wird an Hand einer Figur genauer erläutert.

R. JAEGER.

6. Optik aller Wellenlängen.

H. Erfle. Zur geometrischen Optik der prismatischen Dispersion. ZS. f. Phys. 11, 56—70, 1922, Nr. 1. Die Veranlassung zu dieser Arbeit gab ein Aufsatz von H. Opitz: „Zur geometrischen Optik der prismatischen Dispersion“, ZS. f. Phys. 10, 243—251, 1922. Der Verf. kommt zu folgenden Ergebnissen: „1. Es wird bewiesen, daß die Kritik, die Erfle an einer früheren Arbeit von Opitz geübt hat, in allen wesentlichen Punkten berechtigt ist. 2. Die Opitzsche Form der Zerstreuungsfunktion ist für praktische Zwecke weniger geeignet als die alte Form der Zerstreuungsfunktion. 3. Die Gleichung für den kritischen Prismenwinkel A wird noch auf eine andere Art als bisher abgeleitet. Trägt man die Zerstreuungsfunktion als Ordinate, den Einfallswinkel i_1 als Abszisse auf, dann schneiden die Kurven beliebigen Prismenwinkels α die Ordinate für $i_1 = 90^\circ$ senkrecht. Und zwar ist für $\alpha < A$ im Punkte $i_1 = 90^\circ$ ein Maximum der Zerstreuungsfunktion, für $\alpha \geq A$ im Punkte $i_1 = 90^\circ$ ein Minimum der Zerstreuungsfunktion vorhanden. Auf den Einfluß der Wahl der Abszisse (ob i_1 , $\sin i_1$ oder i_1') wird hingewiesen. 4. Bei der Prüfung einiger Zahlenwerte der in der letzten Opitzschen Arbeit gegebenen Tabelle für die Zerstreuungsfunktion sind einige Fehler festgestellt worden, infolge deren die Kurve $\varphi = 60^\circ$ bei Opitz unrichtig geworden ist. 5. Die Formel, die Opitz nunmehr für den kritischen Prismenwinkel abgeleitet hat, entspricht genau der von Erfle drei Jahre früher abgeleiteten.“

ERFLE.

Strehl. Strahlungssätze. Central-Ztg. f. Opt. u. Mech. 43, 403—404, 1922, Nr. 25. Der Verf. bezweckt, „die unklare, alte statische Darstellung durch eine anschauliche energetische“ zu ersetzen; er wählt bei seinen Betrachtungen als Arbeitshypothese die elastischen Schwingungen der Ätheratome. Auf die Mängel der alten Darstellung und auf die Vorzüge der neuen Darstellung, welche sich teilweise anlehnen an frühere Veröffentlichungen des durch sein Eintreten für die Anwendung der Beugungstheorie in der geometrischen Optik bekannten Verf., wird hingewiesen. Es werden unter anderem die Fresnelschen Reflexionsformeln und der Sinussatz behandelt.

ERFLE.

A. Whitwell. Note on the Aplanatic Points of the Sphere. The Optician 64, 326—327, 1923, Nr. 1659. Aus der bekannten Youngschen Konstruktion des gebrochenen Strahles an einer Kugelfläche vom Radius r mittels der Kreise mit den Radien $\frac{n}{n'} r$ und $\frac{n'}{n} r$ läßt sich in einfacher Weise ableiten, daß die optischen Wege zwischen den aplanatischen Punkten unabhängig von der Einfallshöhe sind. (Vgl. Conrady, Monthly Notices of the Roy. Astr. Soc. 1905, S. 594.) H. R. SCHULZ

A. Kühl. Über Wesen und Veränderlichkeit der Konturen optischer Bilder. Vierteljahrsschr. d. Astron. Ges. 56, 165, 1921; nach ZS. f. Instrkde. 42, 337—339, 1922, Nr. 11. Kühl hat die von ihm aufgestellte Theorie in einem Vortrage in der Astronomischen Gesellschaft dargelegt. Die ausführliche Abhandlung (Habilitationsschrift) ist nicht im Druck erschienen. — Ausgehend von der Tatsache, daß die gesehene Begrenzungslinie eines Netzhautbildes nie vollkommen mit der nach den Regeln der Gaußschen Abbildung abgeleiteten übereinstimmt, wird die beugungstheoretische Grenze auf Grund der Mach-Seeligerschen Kontrastbeobachtungen diskutiert. Die mathematische Beziehung zwischen der die objektive Intensitätsverteilung darstellenden Lichtfläche und der die subjektive Intensität wiedergebenden Empfindungsfläche muß zunächst unabhängig sein von der absoluten Größe der Ordinaten der Lichtfläche; die Deutlichkeit der Kontraststreifen nimmt zu, wenn die Ordinaten der Intensitätskurve um einen bestimmten Betrag verringert und wenn Krümmungen der Lichtkurve vergrößert werden. — Es werden zwischen dem ersten Reiz auf der Netzhaut und der Erregung im Empfindungszentrum noch eine Reihe von Mechanismen angenommen, die den Reiz so modifizieren, daß die letzte Erregung des Empfindungszentrums, die durch den ersten Reiz i im Netzhautelement dv ausgelöst wird, in der Form

$$e = i \cdot \frac{i \Sigma dv}{\Sigma i_v \cdot dc} \dots \dots \dots (1)$$

sich ergibt. Für den Einfluß der umliegenden Netzhautelemente auf die durch das betrachtete bewirkte Empfindung wird aber noch eine schnell abklingende Entfernungsfunktion gesetzt, da sonst die Kontrasterscheinungen nicht erklärt werden können. Durch Entwicklung der Lichtverteilungsfunktion $i = f(x, y)$ für eine Stelle $x + h, y + k$ und Berücksichtigung des Verschwindens von $\psi(r) = \psi(\sqrt{h^2 + k^2})$ für größere Werte von r erhält man schließlich das Fechnersche Gesetz in der Form

$$e = i \frac{4 m i}{4 m i + 2 n \left(\frac{\partial^2 i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 i}{\partial y^2} \right)} \dots \dots \dots (2)$$

oder in erster Näherung: $e = i - k/2 \Delta i$. Die Gleichung (2) genügt den Bedingungen, die aus den Machschen Beobachtungen abgeleitet sind und wird daher als das Machsche Kontrastgesetz bezeichnet. Die Art der Ableitung beschränkt die Gültigkeit auf die Stellen der Lichtfläche, an denen die Krümmungsradien groß sind gegenüber der Ausdehnung der „Mitempfindungsbereiche“. Knickungen sind aber aus beugungstheoretischen Gründen und wegen des Baues der Netzhaut ausgeschlossen. Der scheinbare Widerspruch mit den Folgerungen aus dem Riccoschen Gesetz (wechselseitige Einwirkung eines größeren Netzhautbezirktes) wird zu lösen versucht, indem zwei verschiedene Vorgänge in der Netzhaut angenommen werden. — Die Amakrinen, zum Teil in der inneren Körnerschicht gelegen, zum Teil als diffuse Amakrinen und Assoziationsamakrinen bezeichnet, sind in jedem Auge vorhanden und werden als eigener Kontrastapparat betrachtet. Amakrinen und Zapfen wirken auf die Bipolare als Zwischenelemente, und nur durch diese Verbindung wird das Kontrastgesetz erklärbar. — Die Kontrastfunktion 2, die gleichzeitig die Werte der letzten Erregung

gibt, zeigt Oszillationen, deren stärkste Extremwerte in den meisten Fällen nahe an geometrisch-optischen Bildgrenzen liegen. Mögliche Bildgrenzen können sowohl die Maxima und Minima als auch die Nullstellen von Δi sein. Bei Überdeckung zweier Beugungsbilder ist die Fläche der letzten Erregung durch

$$e = (i_1 + i_2) \frac{1}{1 + \frac{k}{2} \frac{\Delta i_1 + \Delta i_2}{i_1 + i_2}}$$

gegeben. — Die Kontrastfunktion wird für eine Reihe von Beugungsbildern ermittelt, und zwar unter Einführung einer dimensionslosen Variablen $u = \frac{2\pi r}{f\lambda} \cdot \varrho$, wobei r den Radius der E.-P., f die Brennweite, ϱ die Längenausdehnung in der Brennebene und λ die Wellenlänge bezeichnet. Die Einheit von u wird als optische Einheit definiert (o. E.). Bei Normalvergrößerung ($r = 5\text{ mm}$) bedeckt daher eine optische Einheit $0,63 \mu \sim 0,2$ Zapfendurchmesser. — Seeligers Modellmessungen werden durch die Kühlsche Theorie sehr gut erfaßt. Nachdem noch die Intensitätsverteilung in Beugungsbild eines keilförmigen Sektors berechnet worden ist, wird die Gestalt des Lichtpunktes diskutiert und das Ergebnis mit Sterndurchmesserbestimmungen verglichen; besonders mit Rücksicht auf den Fall der Annäherung eines zweiten Lichtpunktes. Nach der Kontrastfunktion wird bei gleich intensiven Punkten der Abstand zu groß erhalten, bei ungleich intensiven Punkten erscheint die schwächere abgestoßen. — Auch die Volkmann-Aubertschen Versuche über Irradiation lassen sich nach der Kontrasttheorie auf einfache Beugungswirkung zurückführen. Weitere Beispiele betreffen die Genauigkeit von Einstellungen mit dem Fadenmikrometer. Selbst das Problem der Verdopplung der Marskanäle kann auf die Kontrasterscheinungen zurückgeführt werden. Weitere Beispiele aus der messenden Astronomie werden angeführt (Venusdurchmesser, Sterndurchgänge).

H. R. SCHULZ.

Würschmidt. Zur Lichtbrechung in Zylindern und Kugeln. Phys. ZS. 24, 1—16, 1923, Nr. 1. Die von C. Schmidt (vgl. diese Ber. S. 252) gegebene elementare Theorie des Ganges der Lichtstrahlen in einem Zylinder, aus der sich eine Methode zur Bestimmung des Brechungsindex ergibt, wird nachgeprüft; es wird gezeigt, daß eine hier abgeleitete Gleichung nur für den Sonderfall paralleler Strahlen gilt, und sie durch eine allgemein geltende ersetzt.

J. WÜRSCHMIDT.

Salet. Sur la loi de dispersion des spectres prismatiques dans l'ultraviolet. C. R. 175, 1141—1143, 1922, Nr. 23. Verf. hatte für den Bereich von 3800 bis 4900 Å.-E. eine Dispersionsformel aufgestellt, die er nun auch auf das rötlichere U.-V. ausdehnt. Seine Anweisung lautet: Ist λ die Wellenlänge einer Linie, ihre Lage auf der Platte, so bestimme man an drei verschiedenen Orten des Spektrums die Größe $k = \frac{d\lambda}{d\lambda}$. Dabei darf das gewählte $d\lambda$ bis zu 30 Å.-E. groß werden. Die Abhängigkeit der Größe k von λ läßt sich durch eine einfache Formel mit drei konstanten darstellen: $k = A\lambda^2 + B\lambda + C$. Aus den drei bekannten Werten von k berechne man die Koeffizienten und damit eine Tabelle für k . Diese Tabelle wird dann mit Vorteil anwenden, wenn es sich darum handelt, die Wellenlänge einer Linie zu berechnen, welche einer bekannten Linie benachbart ist. Bei größerem Abstand von der bekannten Linie gilt genauer:

$$l = \frac{2}{Q} \arctg \frac{\lambda - d}{e} + \text{const}, \quad Q = \sqrt{4AC - B^2}, \quad d = -\frac{B}{2A}, \quad e = \frac{Q}{2A}.$$

ist $B^2 - 4AC > 0$, so gilt: $l = 2,30258 \frac{1}{Q} \log \frac{\lambda - a}{\lambda - b} + \text{const}$. Dabei sind Q und const durch Probieren zu finden (!).

Joos.

Gustav Ahlman und Gösta Enroos. Bestimmung der optischen Brechungsquotienten von Calciumnitratlösungen bei verschiedenen Konzentrationen und Temperaturen. Soc. Scient. Fenn. Comment. phys.-math. 1, Nr. 14, 78 1922. Mit dem Pulfrichschen Totalreflektometer sind im Bereich von 15 bis 35° die Brechungszahlen von Calciumnitratlösungen mit 4,4, 8,7, 13,2 und 17,4 Gewichtsprozenten wasserfreien Salzes bestimmt worden; ferner die Dichten und Ausdehnung

Konzentration <i>t</i>	4,38 Proz.	8,67 Proz.	13,32 Proz.	17,44 Proz.
Brechungszahlen n_D .				
15°	1,341 53	1,349 15	1,357 68	1,365 70
20	1,341 04	1,348 48	1,356 97	1,364 93
25	1,340 41	1,347 79	1,356 29	1,364 08
30	1,339 81	1,347 11	1,355 45	1,363 23
35	1,339 14	1,346 29	1,354 73	1,362 39
Mittlerer Ausdehnungskoeffizient $\alpha \cdot 10^5$.				
10°	+ 23	+ 31	+ 39	+ 45
15	+ 26	+ 36	+ 43	+ 46
20	+ 26	+ 32	+ 37	+ 43
25	+ 28	+ 34	+ 39	+ 44
30	+ 30	+ 36	+ 41	+ 45
35	+ 32	+ 38	+ 43	+ 47
Dichte $d_{t/4}$.				
10°	1,0349	1,0686	1,1075	1,1447
15	1,0337	1,0671	1,1054	1,1422
20	1,0324	1,0653	1,1032	1,1396
25	1,0309	1,0634	1,1009	1,1371
30	1,0291	1,0614	1,0985	1,1344
35	1,0273	1,0591	1,0958	1,1315

koeffizienten. Die Dichten sind nach der Gerlach'schen Tabelle ermittelt worden, da wegen der Hygroskopizität reine Wägungsbestimmungen nicht möglich sind. Die Ergebnisse sind im Auszuge wiedergegeben.

H. R. SCHUR

A. Hj. Savolahl. Bestimmung des optischen Brechungsquotienten von Ammoniumnitrat- und Kaliumnitratlösungen sowie von einigen Gemischen aus beiden. Soc. Scient. Fenn. Comment. phys.-math. 1, Nr. 15, 10 S., 1922. Bestimmt werden die Brechungszahlen n_D für folgende sieben Lösungen mit dem Pulfrichschen Totalreflektometer: I. 5 Proz. NH_4NO_3 ; II. 10 Proz. NH_4NO_3 ; III. 5 Proz. KNO_3 ; IV. 10 Proz. KNO_3 ; V. je 50 Teile Lösung I und III; VI. 50 Teile Lösung I und IV; VII. je 50 Teile Lösung II und III. Für das Temperaturintervall 15 bis 35° werden die Ergebnisse, wie folgt, zusammengefaßt:

$$\begin{aligned}
 \text{Lösung I } n \cdot 10^3 &= 1338,589 - 0,1097(t - 25) + 0,00021(t - 25)^2, \\
 \text{„ II } n \cdot 10^3 &= 1344,8487 - 0,1304(t - 25) - 0,00117(t - 25)^2, \\
 \text{„ III } n \cdot 10^3 &= 1337,1164 - 0,1073(t - 25) - 0,00092(t - 25)^2, \\
 \text{„ IV } n \cdot 10^3 &= 1341,8841 - 0,1239(t - 25) - 0,00119(t - 25)^2, \\
 \text{„ V } n \cdot 10^3 &= 1338,0439 - 0,1174(t - 25) - 0,00170(t - 25)^2, \\
 \text{„ VI } n \cdot 10^3 &= 1340,3369 - 0,1234(t - 25) - 0,00147(t - 25)^2, \\
 \text{„ VII } n \cdot 10^3 &= 1341,1264 - 0,1181(t - 25) - 0,00143(t - 25)^2.
 \end{aligned}$$

Die Ausdehnungskoeffizienten α derselben Lösungen sind pyknometrisch ermittelt und ebenfalls in der Form $\alpha = A + B(t - 25) + C(t - 25)^2$ dargestellt worden. Die Werte von A , B , C und die auf $17,5^0$ reduzierten Dichten sind:

Lösung	$A \cdot 10^{-5}$	$B \cdot 10^{-5}$	$C \cdot 10^{-5}$	Dichte ($t = 17,5^0$)
I	28,204	0,612	+ 0,0018	1,0193
II	33,075	0,434	+ 0,0128	1,0403
III	30,495	0,424	— 0,0101	1,0311
IV	33,844	0,530	— 0,0004	1,0636
V	28,473	0,567	— 0,0088	1,0251
VI	31,440	0,460	— 0,0030	1,0413
VII	31,018	0,407	— 0,0001	1,0357

Die Werte des Brechungsvermögens $(n - 1) : d$ lassen sich nach der Mischungsregel berechnen. Die Abweichungen von den beobachteten Werten betragen maximal eine Einheit der vierten Dezimale.

H. R. SCHULZ.

Merda Minni. Bestimmung des optischen Brechungsquotienten von Milch bei verschiedenen Konzentrationen und Temperaturen. Soc. Scient. Fenn. Comment. phys.-math. 1, Nr. 16, 5 S., 1922. Brechungszahlen, Dichten und Ausdehnungskoeffizienten von Milch-Wassergemischen sind für Na-Licht mit dem Jülicherschen Refraktometer bestimmt worden. Die Ergebnisse sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Brechungszahl n_D .

t	5 Proz.	10 Proz.	25 Proz.	40 Proz.	50 Proz.	75 Proz.	100 Proz.
15^0	1,338 91	1,340 68	1,344 84	1,348 78	1,351 11	1,356 14	1,360 06
20	1,338 52	1,340 32	1,344 42	1,348 36	1,350 73	1,355 72	1,359 69
25	1,338 11	1,339 88	1,344 03	1,347 94	1,350 31	1,355 28	1,359 17
30	1,337 88	1,339 47	1,343 61	1,347 55	1,349 86	1,354 86	1,358 73
35	1,337 35	1,339 11	1,343 20	1,347 11	1,349 47	1,354 42	1,358 31
Dichte $d_{18/4}$	1,005 18	1,008 57	1,015 49	1,020 78	1,023 70	1,029 16	1,032 50
α_{18}	0,000 263	0,000 33	0,000 52	0,000 715	0,000 838	0,001 091	0,001 283

Die Größe der auch bei bester Vollmilch möglichen Abweichungen ist nicht angegeben.

H. R. SCHULZ.

J. de Graaff Hunter, Thos. Y. Baker. Atmospheric Refraction. Nature 109, 49—550, 1922, Nr. 2739. Ausgehend von der bekannten Formel für die „Depression des Horizontes“, $\cos \delta = n_0 R / n(R + h)$ (wobei n_0 = Brechungsexponent im Meeresniveau), entwickelt J. de Graaff Hunter eine Näherungsformel für δ mit Berücksichtigung der vertikalen Temperaturverteilung: $\delta = 56,33 (h' - 15,13 \Delta t)^{1/2}$, wobei $t = F \cdot \Delta T$, $h' = h(1 - 0,2204 F)$, $F = 519,4 \cdot T^{-1}$, T die absolute Temperatur im Meeresniveau R , und $T + \Delta T$ im Beobachtungsniveau $R + h$ sind. Es wird darauf verwiesen, daß die Formel in Profess. pap. Nr. 14 (India survey) in eine Tabelle gebracht wurde. Th. Y. Baker hält die obige Formel nicht für korrekt. Es müßte dann δ immer Null werden, wenn $h' = 15 \nu \cdot 13 \Delta t$ wird. Die Konsequenzen dieser Beziehung hält er für unvereinbar mit den Beobachtungen.

CONRAD.

C. V. Raman. Molecular Aelotropy in Liquids. *Nature* 110, 11, 1922, Nr. 2748. Bei der molekularen Lichtzerstreuung vieler Flüssigkeiten zeigt der zum primäre Strahl quer zerstreute die Eigentümlichkeit, daß das Verhältnis von polarisiertem zu unpolarisiertem Licht für den flüssigen Zustand verschiedene Male größer ist als für den dampfförmigen. Es wird die Erklärung versucht, daß in Dämpfen, da die Lage und Orientierung der aelotropen Moleküle ganz dem Zufall überlassen bleibt, die Polarisation des zerstreuten Lichtes sehr unvollkommen ist, daß dagegen in Flüssigkeiten infolge der dichteren Packung der Moleküle deren räumliche Anordnung nicht mehr zufällig ist.

KAUFFMANN

C. V. Raman and Nihal Karan Sethi. On the Convection of Light (Fizeau Effect) in Moving Gases. *Phil. Mag.* (6) 43, 447—455, 1922, März, Nr. 253. Nach einleitenden Bemerkungen über die Geschichte des Fresnelschen Mitführungskoeffizienten, dessen (durch Berücksichtigung der Dispersion) erweiterte Form durch die Versuche von P. Zeeman und seinen Mitarbeitern (s. diese Ber. 1, 623—626, 913—915, 1920; 3, 1173—1175, 1922) bestätigt worden ist, wird auf die Notwendigkeit der genauen experimentellen Bestimmung des Mitführungskoeffizienten auch in Gasen aufmerksam gemacht. Die hier beschriebenen, schon sehr weit gehenden vorläufigen Bestimmungen sind ermöglicht worden durch eine Unterstützung, welche die Universität Calcutta von privater Seite bekommen hat. Am Schlusse von § 1 wird der Unterschied $V' - V$ zwischen der Geschwindigkeit V' im strömenden und V im ruhenden Gas dadurch abgeleitet, daß die Theorie von Lord Rayleigh (*Scientific Papers* 4, 395) für die Lichtzerstreuung durch Gasmoleküle nunmehr entsprechend abgeändert auf den Fall angewandt wird, daß sich die Gasmoleküle alle in derselben Richtung bewegen mit der Geschwindigkeit a . Wenn b die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium ohne die zerstreuenden Moleküle ist, wird Licht an der Wellenlänge λ nach dem Dopplerschen Prinzip von den Molekülen aufgenommen mit der Wellenlänge $\lambda/(1 - v/b)$. In Rayleighs Bezeichnung wird dann der Lichtvektor für das von dem Molekül ausgehende zerstreute Licht in einer Richtung zum primären Lichtvektor:

$$\frac{D' - D}{D} \frac{\pi T}{r \lambda^2} \left(1 - \frac{v}{b}\right)^2 \sin \Theta \cos \frac{2\pi}{\lambda} (bt - r).$$

Betrachtet man eine dünne, zum primären Strahl senkrechte Schicht dx , dann folgt schließlich, daß die primäre Welle $\cos \frac{2\pi}{\lambda} (bt - x)$ durch die zu dx gehörende Summe aller sekundären Wellen übergeht in $\cos \frac{2\pi}{\lambda} (bt - x - \delta')$, wo

$$\delta' = n T dx \frac{D' - D}{2D} \left(1 - \frac{2v}{b}\right).$$

Diese Änderung δ' der optischen Weglänge kann aber durch Einführung des Brechungsverhältnisses n' des die mit Geschwindigkeit v bewegten Moleküle enthaltenden Gas auch in bekannter Weise durch $\delta' = (\mu' - 1) dx$ ausgedrückt werden, so daß also

$$\mu' - 1 = n T \cdot \frac{D' - D}{2D} \left(1 - \frac{2v}{b}\right)$$

folgt. Nimmt man den Rayleighschen Ausdruck für μ (nämlich für $v = 0$) hinzu $\mu - 1 = n T \cdot \frac{D' - D}{2D}$, dann wird $\mu - \mu' = 2(\mu - 1) \frac{v}{b}$, d. h. also

$$V' - V = v \frac{2(\mu - 1)}{\mu^2}.$$

Wenn μ nahe an 1 liegt, folgt hieraus $V' - V = v(1 - 1/\mu^2)$. Die als Weiterbildung des Rayleighschen Interferometers zu bezeichnende Versuchsanordnung besteht aus einem beleuchteten Spalt S , der durch ein langbrennweitiges (etwa sieben Fuß Brennweite) Objektiv L_1 ins Unendliche und durch ein langbrennweitiges Objektiv L_2 in einen achsensenkrechten Spiegel R abgebildet wird. Das so erhaltene Spaltbild wird dann abermals (Autokollimation) durch L_2 , L_1 abgebildet, wobei das Schlußbild durch eine dünne Glasplatte, um 90° abgelenkt, in einem Mikroskop beobachtet wird. Zwischen L_1 und L_2 befinden sich die beiden Rohre (Länge eines jeden sei l), durch die (in einem Rohre hin, im anderen zurück) ein Luftstrom mit der Geschwindigkeit v bewegt wird. Ist V die Lichtgeschwindigkeit in der Luft, Θ der Mitführungsbeiwert, dann ist eine Interferenzstreifenverschiebung von $\frac{4lv\Theta}{\lambda V} \cdot (I)$ zu erwarten, ausgedrückt in Bruchteilen des Abstandes zwischen zwei aufeinanderfolgenden Maximis. Ließt der Luftstrom erst in der einen, dann in der entgegengesetzten Richtung, dann wird die relative Interferenzstreifenverschiebung von einem Falle zum anderen $\frac{lv\Theta}{\lambda V} \cdot (II)$. Mit einem dreipferdigen Gasmotor als Antrieb eines Kompressors war $v = 50$ m/sec zu erwarten. Nach (II) wäre dann als Verschiebung, wenn man $l = 200$ Fuß, also etwa $200 \cdot 30$ cm annimmt,

$$\frac{8 \cdot 200 \cdot 30 \cdot 5000 \cdot \left(1 - \frac{1}{(1,0003)^2}\right)}{5 \cdot 10^{-5} \cdot 3 \cdot 10^{10}}$$

etwa $1/10$, zu erwarten, d. h. also ein mit genügender Genauigkeit meßbarer Betrag. Die Aufstellung der Versuchsanordnung wurde im Juli 1920 begonnen und war im April 1921 fertig. Große Sorgfalt erforderte die Aufstellung und das Ausrichten der beiden 60 m-Rohrleitungen, die $1\frac{1}{2}$ Zoll inneren Durchmesser hatten und aus Eisenröhren mit einem geeigneten Metallüberzug vor dem Verrosten geschützt) zusammengesetzt waren. In Abständen von etwa 10 Fuß befand sich je ein Pfeiler als Lagerstelle. Solange das Ausrichten nicht genau genug erfolgt war, zeigten sich selbstverständlich störende Schatten. An den Enden war jeder der beiden Strahlenwege abgeschlossen durch Glasfenster von etwa $\frac{3}{4}$ Zoll Durchmesser. Der Kompressor wird hier als Absauger verwendet, so daß also die Luft aus der Umgebung durch einen offenen Hahn in das eine Rohr einströmt, dann durch das eine Rohr bis zum Ende, von dort durch zwei Rohrleitungen zum benachbarten Ende des anderen Rohres, dann durch dieses schließlich in den Absauger. Um den Luftstrom einigermaßen gleichförmig fließen zu lassen, wurde schließlich zwischen Rohrleitung und Absauger ein Holzbehälter (mit galvanisierten Eisenplatten bedeckt) mit den Abmessungen 4.4.6 Fuß als Puffer eingeschaltet, so daß die Interferenzfransen auch bei strömendem Licht dauernd sichtbar blieben. An den Rohrenden erfolgt die Zu- und Ableitung der Luft durch Ansatzstücke, deren Richtungen mit der Rohrachse einen Winkel von etwa 60° bilden. Die Umschaltung, welche bewirkt, daß eine Interferenzstreifenverschiebung entsprechend Formel (II) erfolgt, geschieht durch einen gemeinsamen Antrieb von vier Hähnen, von denen gleichzeitig zwei offen sein müssen (der eine führt von der Umgebung zum einen Rohrende, der andere führt vom benachbarten Ende des anderen Rohres zum Kompressor). — Die Störungen durch Temperatureinflüsse waren derart, daß nur bei bestimmten Wetterlagen morgens oder einige Stunden abends nach Sonnenuntergang Beobachtungen möglich waren. Im einen Falle gelang es, beim Umkehren der Strömungsrichtung eine deutliche Interferenzstreifenverschiebung zu sehen, aber nicht zu messen. Im anderen Falle wurde die Verschiebung zu $1/20$

Fransenabstand geschätzt, also etwa der nach (II) berechneten Größe entsprechen wenn berücksichtigt wird, daß nur $v = 20$ m/sec statt der ursprünglich erwarteten $v = 50$ m/sec erreicht wurde. v wurde mit zwei Pilotröhren gemessen, die an das Rohr zwischen Rohrleitung und dem oben genannten Behälter eingeschaltet wurden. — Die Versuche wurden infolge der Abreise des einen der beiden Verf. nach Europa abgebrochen, so daß eine nach den vorhin erwähnten zwei Versuchen beobachtete Drehung der Interferenzstreifen nicht weiter auf ihre Ursachen hin studiert werden konnte. Die Verf. halten weitere Versuche für erfolgreich, wenn ein kräftiger Kompressor und ein gleichmäßiger elektrischer Antrieb angewandt wird. ERPF

Karl F. Lindman. Über die durch ein aktives Raumgitter erzeugte Rotationspolarisation der elektromagnetischen Wellen. (Ann. d. Phys. **69**, 270—284, 1922, Nr. 20. Übersikt Finska Förhandl. **64**, Nr. 5, 18 S., 1921/22.) In einer früheren Arbeit (Ann. d. Phys. **63**, 621, 1920; diese Ber. **2**, 163, 1920) teilte Verf. Versuche mit, in denen es ihm erstmalig gelang, das Analogon der optischen Aktivität im Gebiete kurzer Hertzscher Wellen nachzuweisen. Seine Messungen der Drehung der Polarisationssebene entsprachen der Drudeschen Formel für Wellenlängen abseits des Absorptionsgebietes. Da die von ihm gemessenen Drehungen jedoch im Absorptionsstreifen selbst den Wert Null zeigten, während die hier ungültige Drudesche Formel unendlich wird, teilte Ref. dem Verf. die durch Berücksichtigung der Dämpfung erweiterte Formel für die Drehung mit, welche diese Nullwerden enthält. Zum Vergleiche mit den Beobachtungen des Verf. erschien ein wünschenswerter, einige Punkte der Drehungskurve genauer zu bestimmen. In vorliegender Abhandlung sind neue Beobachtungen mitgeteilt, welche der theoretischen Kurve sehr genau entsprechen. Zu beiden Seiten des Absorptionsgebietes soll nach der Theorie die Drehung Maximalwerte annehmen, von denen der bei größeren Frequenzen liegende der größere ist. Auch diese Unsymmetrie wird durch die Beobachtungen quantitativ wiedergegeben. (Das besondere Interesse an diesen Messungen liegt nicht nur in dem Nachweis der Analogie zwischen optischen und Hertzschen Wellen, sondern vor allem darin, daß auf diesem Wege eine Prüfung der Theorie gelungen ist, welche an dem von der Natur dargebotenen optischen Material nicht möglich war. Eine Erweiterung der Versuche durch die Messung der Absorption beider zirkularen Wellen würde zu der sehr interessanten Bestimmung einiger Konstanten führen, worunter besonders das e/m der die Aktivität bewirkenden Teilchen in Frage kommt, welches sich aus bisherigen Messungen im optischen Gebiete von Wood und Stumpf als positiv ergab. D. Ref.) F. STUMPF

Jarl A. Wasastjerna. On Light-absorption in a Pleochroitic Uniaxial Crystal (a Green Turmaline from Minas Geraes in Brazil). Übersikt Finska Förhandl. **64**, Nr. 1, 8 S., 1921/22; diese Ber. **3**, 40, 1922. H. R. SCHULZ

F. Henning. Wärmestrahlung. S.-A. Ergebn. d. Exakt. Naturw. Herausgegeben v. d. Schriftl. d. Naturw. **1**, 163—174, 1922. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1922. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Ergebnisse aus den letzten Jahren über die Wärmestrahlung des schwarzen Körpers, der Metalle, der Kristalle und der Gase. HENNING

W. E. Forsythe. Radiation from Oxides. I. Emissive Power of Zirconium Oxide. Phys. Rev. (2) **20**, 101—102, 1922, Nr. 1. Das Emissionsvermögen des Zirkonoxids für rote Strahlung ($\lambda = 0,665 \mu$) wurde nach zwei Methoden gemessen. Der erste bestand darin, daß ein kleines Stückchen des Oxyds, das bis zu einer Tem-

atur von 1800° K ausgeglüht war, auf einem Platinstreifen erhitzt und die relative Helligkeit des Oxyds und des Platins bestimmt wurde. Hieraus ließ sich sowohl die Temperatur als auch das Emissionsvermögen berechnen. — Die zweite Methode bestand darin, daß das Oxyd in die Form eines hohlen Glühkörpers gepreßt wurde, indem eine radiale Bohrung zur Bestimmung der wahren Temperatur angebracht wurde. Diese Methode benutzte Worthing zur Bestimmung des Emissionsvermögens von Wolframs. — Es ergab sich ein Mittel für das Emissionsvermögen 16 Proz., ein Wert, der sich innerhalb des Temperaturgebietes von 1600 bis 2600° K nicht stark zu ändern schien.

FR. HOFFMANN.

G. Worthing and W. E. Forsythe. Total Emissive Powers and Resistivities of Tungsten at Incandescence. Phys. Rev. (2) 18, 144—147, 1921, Nr. 2. — Messen an Wolframfäden in gut evakuierten, glühlampenartigen Gefäßen Strom, Spannung und Temperatur des Fadens und leiten daraus Beziehungen über die Abhängigkeit des Widerstandes und des Emissionsvermögens von der Temperatur ab. Da den abkühlenden Einfluß der Enden auszuschalten, sind besondere Potentialdrähte den Glühfaden in genügender Entfernung von den Enden geführt. — Eine besonders sorgfältig untersuchte Lampe hatte einen Faden von 0,257 mm Durchmesser und 30 cm Länge, wovon nur etwa ein Drittel zwischen den Potentialdrähten lag. Diese Lampe ergab sich für die Abhängigkeit des Widerstandes R von der Temperatur T (in °K)

$$\frac{R}{R_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1,200} \dots \dots \dots (1)$$

für die Abhängigkeit des Emissionsvermögens E (in Watt/qcm) von T

$$\lg E = 3,680 (\lg T - 3,3) - \frac{1040}{T} + 1,900 \dots \dots \dots (2)$$

Gleichung (1) gilt sehr genau für verschiedene Lampen, nur ist der Exponent von T von Lampe zu Lampe verschieden (bei fünf Lampen von 1,128 bis 1,210). Aus Gleichung (2) und der Stefan-Boltzmannkonstanten $\sigma = 5,72 \cdot 10^{-12}$ ergab sich bei T das Gesamtemissionsvermögen:

°K	E (Wolfram)	E_0 (schwarzer Körper)	$e = E/E_0$
1000	0,57	5,72	0,100
1500	5,46	29,0	0,194
2000	24,2	91,5	0,264
2500	69,8	223	0,313
3000	161	463	0,347
3500	317	858	0,369

Die Gesamtemission vom Wolfram wächst demnach mit der Temperatur von verhältnismäßig kleinen Werten exponentiell zu einem Grenzwert von etwa 0,40. — Versuche, das Gesamtemissionsvermögen aus den Widerständen oder aus den Reflexionsvermögen bei tiefen Temperaturen zu berechnen, ergaben beidemale zu niedrige Werte, was auf eine Abweichung vom Kosinusetz der Emission hindeutet. FR. HOFFMANN.

H. Wright. On the Continuous Radiation found in some Celestial Spectra beyond the Limit of the Balmer Series of Hydrogen. Nature 109,

810—812, 1922, Nr. 2747. Verf. untersucht theoretisch das kontinuierliche Spektrum das in der Chromosphäre und in den Spektren von Sternen der A-Klasse gefunden wird. Dieses Spektrum beginnt in der Nähe der Grenze der Balmerreihe und wird daher dem H zugeschrieben. Während die Bohrsche Theorie erwarten läßt, daß sich unmittelbar an die Seriengrenze anschließt, beginnt es bereits etwas früher, daß sich Balmerreihe und kontinuierliches Spektrum überdecken. Verf. hat dafür folgende Erklärung: Infolge der endlichen Dichte des Gases ist die äußerste Bahn nicht unendlich groß, sondern hat einen bestimmten endlichen Durchmesser. Ein Elektron, das diese Bahn überschreitet, gehört nicht mehr dem Atom an. Nun besitzt ein Elektron, das mit der Geschwindigkeit Null in dieser Entfernung in den Atomverband eintritt, weniger Energie als ein in der äußersten Bahn kreisendes. Deshalb strahlt dieses beim Übergang auf die zweite Bohrsche Bahn ein kleineres $h\nu$ aus, als ein in der äußersten Bahn befindliches. Nach dieser Überlegung muß die Beziehung bestehen: $\nu_2 - \nu_3 = \nu_1 - \nu_2$ (ν_1 theoretische Grenze der Balmerreihe, ν_2 wirkliche Grenze der Balmerreihe, ν_3 langwellige Grenze des kontinuierlichen Spektrums). Zur Prüfung dieser Beziehung ist folgende Tabelle angegeben:

Lichtquelle	Höchste Balmerreihe	Beginn des kontinuierlichen Spektrums	
		beobachtet	berechnet
Chromosphäre (Emission)	3657	3668	3668
α -Cygni (Absorption)	3668	3700	3691
Vega (Absorption)	3687	3800	3729

In Anbetracht der vielen eingehenden unsicheren Faktoren findet Verf. die Übereinstimmung befriedigend. — Aus der kurzwelligen Grenze ergibt sich eine Höchstenenergie des austretenden Elektrons von $5 \cdot 10^{-13}$ Erg. Sofern es sich um rein thermische Vorgänge handelt, beträgt danach die Temperatur der planetarischen Nebel etwa 10000° abs., wobei Verf. aber betont, daß damit keine Temperaturschätzung ausgesprochen sein soll.

G. Reboul. Nouveau rayonnement de Courte longueur d'onde. Journ. phys. et le Radium (6) 3, 341—361, 1922, Nr. 10. Eine in den C. R. erschienene auszugsweise Veröffentlichung bereits referiert (diese Ber. 3, 998, 1922). Dem dortigen Bericht ist zuzufügen: Bei der ersten Anordnung (Filtrierpapier zwischen Stern und Drahtnetz, das die eine Wand der Ionisierungskammer bildet) tritt ein Ionisationsstrom bei niedrigeren Spannungen auf, wenn das Netz Anode ist (150 Volt), umgekehrt (500 Volt); auch erhält man im ersten Falle in der Kammer mehr negative als positive Ladungen. Verf. gibt daher zu, daß beim Stromdurchgang durch das Papier elektrische Teilchen aus dem Papier herausgerissen werden, doch sieht er darin nur eine Nebenerscheinung, während der Haupteffect in der Emission einer sehr kurzwelligen Strahlung besteht. Bei längerem Betrieb wurde eine Ermüdung des Papiers festgestellt, nach einer Stunde war die von der Strahlung hervorgerufene Ionisierung nur noch $\frac{1}{4}$ vom Anfangswert. Bei Steigerung der Spannung an Ionisierungskammer und konstant gehaltener Spannung an der Strahlungszelle ergibt sich kein Sättigungsstrom, die Kurve glich nach Ansicht des Verf. derjenigen bei photoelektrischen Effekt. Der Absorptionskoeffizient in Luft, μ , nahm mit zunehmender Spannung an der Zelle ab. Die mit der zweiten Anordnung erhaltenen Werte (N

der Strahlungszelle getrennt von dem der Ionisierungskammer und elektrisches Gegen-
d) für μ stimmten gut überein, wie aus folgender Tabelle hervorgeht:

Spannung an der Strahlungszelle	450	723	1200 Volt
Wert von μ nach der ersten Methode . . .	16	13,7	12 "
" " " " " zweiten " . . .	17	13,3	11,2 "

aus der Beobachtung, daß mit zunehmender Schichtdicke der Wert von μ abnimmt, wird auf eine komplexe Struktur der Strahlung geschlossen. Die früher aus der Absorption in Luft gefolgerte Wellenlänge von 50 Å.-E. wird revidiert. Die Bestimmung der Wellenlänge aus der Absorption in Luft ist zweideutig, da diese zwischen dem Ultravioletten und den Röntgenstrahlen ein Maximum hat. Aus der Absorption in Chlorodiodium folgt aber durch Vergleich mit den Messungen von Holweck, daß der obere Wert der richtige ist. Dieser beträgt 350 Å.-E. Als charakteristische Eigenschaften der so gefundenen Strahlung von 350 Å.-E. gibt der Verf. an: a) Absorption: Untersucht wurden Kalkspat, Gips, Glimmer, Quarz und Flußspat. Nur der letzte läßt einiges durch. Für ihn wird μ etwa 105, für Quarz $> 10^3$, für Glimmer $> 10^4$. b) Chemische Wirkung: Photographische Wirkung, Ozonbildung, Rötung der Haut nach mehrstündiger Bestrahlung. c) Sekundärstrahlen: Die Beobachtung, daß man keinen Sättigungsstrom erhält, sucht Verf. durch Photoeffekt am Drahtnetz zu erklären. d) „Cohération“: Nähert man bei der ersten Anordnung die Sammelelektrode der Ionisierungskammer dem Netz auf sehr kurze Entfernung, legt eine Spannung von z. B. 88 Volt an die Ionisierungskammer, so erfolgt zunächst kein Ausschlag, solange an der Strahlungszelle keine Spannung liegt. Schaltet man diese an, so erfolgt ein Ausschlag, der auch nach Abschalten der Strahlungszelle weiter besteht, bis man die Elektrode vom Netz entfernt. Joos.

Roschdestwensky. Das innere Magnetfeld des Atoms erzeugt die Dublette und Triplette der Spektralserien. S.-A. Verh. Opt. Inst. Petersb. 1, Kap. IV, 20 S., 1920, Heft 6. Teil einer gemeinverständlichen Rede auf der Jahresversammlung des Petersburger optischen Instituts am 15. Dezember 1919. Es wird zunächst ein empirisches Material über die Struktur der Alkalispektren und ihre Termmultiplizitäten mitgeteilt. Dann wird das Material über den Zeemaneffekt besprochen und eine Erklärung vom Standpunkt der klassischen und der Quantentheorie entwickelt. Dabei wird gezeigt, daß die Sommerfeld-Debyesche Theorie die Prestonsche Regel enthält, wonach bei Linien derselben Serie auch derselbe Zeemantyp vorhanden sein muß. Es wird nun die Behauptung aufgestellt, daß die Dublette der Alkalien, ebenso wie die Triplette der Erdalkalien usw. durch ein inneratomares Magnetfeld hervorgerufen werden. Unter der primitiven Annahme zweier innerer, auf dem gleichen Kreise umlaufender Elektronen wird für Li aus deren Magnetfelde eine Dublettaufspaltung von $\Delta\nu = 1,75$ berechnet (gegen 0,338 beobachtet). Das Gesetz von Paschen und Runge über die Dublettabstände der Alkalien wird dahin modifiziert, daß die Aufspaltung dem Quadrat der Zahl der inneren Elektronen proportional ist. Eine quantitative Theorie, die von G. Krutkow in einem mathematischen Anhang gegeben wird, schematisiert das Atom folgendermaßen: Serienelektron im Coulomb'schen Felde des Kerns und im Magnetfelde eines Dipols vom Moment M , der seinen Sitz im Kern hat. Als Energieausdruck ergibt sich:

$$W = \frac{R}{(n_1 + n_2 + n')^2} + \frac{8\pi M R^2 n_1}{ec(n_1 + n_2 + n')^3(n_1 + n_2)^3}.$$

wobei bedeutet R die Rydbergzahl, n' die radiale, n_1 die äquatoriale, n_2 die Breitenquantenzahl. Aus dieser Formel entnimmt Verf. unter gewissen Hilfsannahmen zur

Auswahl — das Korrespondenzprinzip, dem sie teilweise widersprechen, war damals dem Verf. infolge der Abschließung Rußlands unbekannt — das Gesetz der dritten und sechsten Potenz: Für die p -Bahnen gilt:

$$\Delta\nu = \frac{K}{4(n_1 + n_2 + n')^3} \quad (K \text{ unbekannter Faktor}),$$

so daß z. B. wird

$$\frac{2p_2 - 2p_1}{3p_2 - 3p_1} = \left(\frac{3}{2}\right)^3 = 3,37 \quad (\text{gegen } 3,07 \text{ beobachtet}),$$

für die d -Bahnen gilt entsprechend:

$$\Delta\nu = \frac{K(n_1^{\text{III}} - n_1^{\text{IV}})}{3^6} \quad (n_1^{\text{III}} \text{ und } n_1^{\text{IV}} \text{ unbekannte Werte von } n_1).$$

Für Cs wird $\frac{2p_2 - 2p_1}{3d_2 - 3d_1} = 5,67$. Diesen Wert erhält man unter der Annahme $n_1^{\text{III}} = -n_1^{\text{IV}} = 2$. Beim Vergleich der Aufspaltung der d -Terme gilt wieder das Gesetz der dritten Potenz:

$$\frac{3d_2 - 3d_1}{4d_2 - 4d_1} = \left(\frac{4}{3}\right)^3 = 2,37 \quad (\text{gegen } 2,27 \text{ beob.}).$$

Zum Schluß betont der Verf. den vorläufigen Charakter seiner Theorie, der vor allem darin liegt, daß die Rückwirkung des Magnetfeldes der äußeren Elektronen auf den Rumpf nicht berücksichtigt ist.

A. de Gramont. Raies ultimes et séries spectrales. C. R. 175, 1025—1028, 1922, Nr. 22. Nach einer langen Einleitung über die Spektralserien stellt Verf. den Satz auf, daß die „letzten“ Linien eines Elementes mit den ersten Linien der Hauptserie identisch sind. Als „letzte Linien“ bezeichnet der Verf. diejenigen Emissionslinien eines Elementes, welche bei fortgesetzter Verminderung der Konzentration zuletzt verschwinden. Er prüft den Satz an den Linien zahlreicher Elemente, deren Serien bekannt sind. Danach macht nur Quecksilber eine Ausnahme. Für dieses ist die letzte Linie 2537 ($1S-2p_2$) statt ($1S-2P$).

F. Croze. Sur la place des raies ultimes des éléments dans les séries spectrales et sur leurs rapports avec les raies de résonance. C. R. 175, 114—1146, 1922, Nr. 23. Verf. macht darauf aufmerksam, daß die Bemerkung von Gramont über Hg (s. vorhergehendes Referat) nicht stichhaltig ist, da die Linie 1849,6 ($1S-2P$) außerhalb des von Gramont untersuchten Spektralbereiches liegt. Er weist darauf hin, daß man in der zweiten Spalte des periodischen Systems zwischen den Erdalkalien und Zn, Cd, Hg unterscheiden muß. Bei den Erdalkalien sind die letzten Linien die charakteristischen Flammenlinien und die Absorptionslinien die Linien ($1S-2P$), während die ersten Resonanzlinien die Linien ($1S-2p_2$) sind. Es fehlt z. B. bei Mg die erste Resonanzlinie 4571 im Absorptionsspektrum. Bei Zn, Cd, Hg stimmen Resonanz- und Absorptionslinien überein. In der Reihenfolge Zn, Cd, Hg beginnen die Linien ($1S-2p_2$) die Linien ($1S-2P$) an Intensität zu über treffen.

H. B. Dorgelo. Die Intensität der Mehrfachlinien. ZS. f. Phys. 13, 206—211, 1923, Nr. 3. Verf. untersuchte das Intensitätsverhältnis der Alkalidublette der ersten und zweiten Nebenserie durch Photometrieren der Aufnahmen. Um die Intensitätsmarken gleichzeitig mit den Linien zu erhalten, wurde folgendermaßen verfahren: Die Lichtquelle erleuchtete gleichmäßig eine große Linse Le_1 , welche die Lichtquelle auf eine zweite Linse Le_2 abbildete. Diese Linse bildete vier untereinander hintereinander

angebrachte Öffnungen, die durch Rauchgläser das durchgehende Licht in bekanntem Maße schwächten, auf den Spalt des Spektrographen ab. Es ergab sich das Intensitätsverhältnis der kurzwelligen zur langwelligen Linie bezüglich zu:

Na: $1p-3s, 4s$	59,53 Proz.	K: $1p-4s, 5s$	68,47 Proz.
$1p-3d, 4d$	50,57 „	$1p-4d$	51 „
Cs: $1p-5d$	15 „		

In einem Nachtrage wird mitgeteilt, daß Aufnahmen der zusammengesetzten Dubletts von Sr: $1p-2d$ und $1d-3b$ die erste Intensitätsregel von Sommerfeld und Heisenberg bestätigen. Joos.

J. A. Sommer. Gesetzmäßigkeiten im roten Xenonspektrum. ZS. f. Phys. **3**, 85—93, 1923, Nr. 1/2. Aus den Messungen von Baly werden Linienpaare und gruppen mit gleicher Schwingungszahldifferenz ausgesondert und in Tabellen zusammengestellt, bezüglich deren auf das Original verwiesen wird. Joos.

V. Thorsen. Serien im Bleibogenspektrum. Naturwissensch. **11**, 78—79, 1923, Nr. 5. Im Verlauf einer Experimentaluntersuchung gelang es dem Verf., einige neue Linien im Bleibogenspektrum zu finden, die es ermöglichten, die erste und zweite Nebenserie aufzustellen. Die Triplettabstände der Serienglieder sind sehr groß, es besteht z. B. das erste Glied der zweiten Nebenserie aus den Linien 7929, 4058 und 640 Å.-E. Bezüglich der Tabellen sei auf das Original verwiesen. Joos.

Arthur S. King. The electric furnace spectrum of iron in the ultra-violet, with supplementary data for the blue and violet. Astrophys. Journ. **56**, 318—339, 1922, Nr. 4. Die Klassifikation der Linien des Eisenspektrums nach der Temperaturanregung ist zwischen $\lambda = 7208$ bis 3884 Å.-E. in einer früheren Arbeit des Verf. (Astrophys. Journ. **37**, 239, 1913) ausgeführt. Die vorliegende Arbeit ergänzt die frühere bis $\lambda = 2298$ Å.-E. Die benutzten Temperaturen des im Graphitrohrforn befindlichen Eisendampfes liegen zwischen 1400 bis 2600°C . Da bei 1600° die Emission bei etwa $\lambda = 3440$ aufhört, wird das Absorptionsspektrum aufgenommen. Zu diesem Zweck wird eine möglichst heiße, linienarme Lichtquelle durch den Ofen projiziert. Als solche werden benutzt eine 900-Watt-Nitralampe mit Quarzfenster oder, nach Andersons Verfahren, explodierende Drähte von Aluminium oder Blei, die in Holz eingeschlossen sind und ein fast kontinuierliches Spektrum geben. Außer dem bekannten Graphitrohrforn wird ein neues Modell benutzt, welches beschrieben wird, einfacher in der Handhabung, jedoch nur für Unterdrucke zu benutzen ist. 904 Linien zwischen 2298 und 3878 werden nach der Temperaturabhängigkeit ihres Erscheinens klassifiziert und mit dem Bogenspektrum verglichen. Auch in letzterem zeigen sich sehr wichtige Unterschiede der Stärke an den Polen gegen die Bogenmitte. Die frühere Klassifikation wird im Gebiet $\lambda = 3884$ bis 4531 für 262 Linien einer Revision unterzogen. Eine Tafel gibt ferner 21 derjenigen Linien, welche bei der tiefsten Temperatur (1400°) am stärksten in Absorption erscheinen. Hierbei fehlen die Triplets 3884 und 4046 . Die Linien tiefer Temperatur sind meist diejenigen, die in der Bogenmitte stärker als an den Polen auftreten. Eine Vergleichung der Temperaturabhängigkeit der Eisenlinien mit der Anregung neutraler und ionisierter Atome läßt sich noch nicht durchführen, da letztere Versuche wegen des hohen Schmelzpunktes des Eisens noch nicht ausgeführt sind. STUMPF.

E. G. Taylor. Absorption coefficients for homogeneous x-rays. Phys. Rev. **20**, 709—714, 1922, Nr. 6. Verf. bestimmt für die mit Hilfe eines Braggsehen Spektrometers isolierte K_α -Strahlung einer Mo-Antikathode ($\lambda = 0,715$ Å) die Ab-

sorptionskoeffizienten folgender organischer Verbindungen: Pinen, Limonen, Benzol, Toluol, Isopropylalkohol, Methylpropionat, Äthylacetat, Aceton, Äthylformiat, Trimethylenglykol, welche nur die Elemente C, H und O enthalten. Unter der Annahme, daß die Absorption für Röntgenstrahlen eine reine additive Atomeigenschaft sei, werden aus den gemessenen Werten die Absorptionskoeffizienten pro Atom dieser Elemente berechnet und gefunden zu

11,00 bis 11,55 für C, 0,45 bis 0,50 für H, 29,9 bis 31,0 für O.

Aus Unstimmigkeiten, die sich beim Aceton und beim Wasser zeigten, deren Absorptionskoeffizienten als Summe der Absorptionen der Atome etwa 1 Proz. zu klein berechnet werden, glaubt der Verf. schließen zu dürfen, daß die Annahme einer reinen Atomeigenschaft für die Absorption der Röntgenstrahlen nicht streng richtig ist.

BEHNKEN.

W. Statz. Eine experimentelle Bestimmung des wahren Absorptionskoeffizienten von harten Röntgenstrahlen. *ZS. f. Phys.* 11, 304—325, 1922, Nr. 4/5. Nach einer kritischen Übersicht über die bisher vorliegenden Bestimmungen von Absorptions- und Streukoeffizienten für Röntgenstrahlen beschreibt der Verf. eine originelle Methode, die es — wenigstens in der Theorie — gestattet, unter Elimination der Streuwirkung die wahre Absorption selbst zu messen. Die Methode besteht darin, daß ein möglichst punktförmiger Intensitätsmesser für Röntgenstrahlen in den Mittelpunkt des hohlkugelförmig ausgebildeten Absorbenten, welchem verschiedene Dicken d gegeben werden, gesetzt wird und sodann die Intensität der Röntgenstrahlen mit und ohne den Absorbenten, die J bzw. J_0 heißen möge, bestimmt

wird. Aus den gemessenen Werten läßt sich die Funktion $\frac{J_0 - J}{J_0} = \psi(d)$ bilden, von der man leicht zeigen kann, daß $\lim_{d \rightarrow 0} \psi'(d) = \mu$ der gesuchte wahre Absorptions-

koeffizient ist, der also durch Extrapolation auf $d = 0$ aus den gemessenen Werten abzuleiten ist. Den theoretisch vorausgesetzten idealen Verhältnissen sucht sich der Verf. dadurch anzunähern, daß er als Intensitätsmesser eine kleine kugelförmige Ionisierungskammer von 1 cm Durchmesser aus 0,01 cm dickem Al-Blech mit kugelförmiger Innenelektrode von 0,35 cm Durchmesser in Verbindung mit einem Blättchenelektroskop benutzt, dessen Ablaufzeit bestimmt wurde. Als Absorbenten wurden Al und H_2O untersucht, ersteres in Gestalt von Hohlkugeln von einem Innendurchmesser von 2 cm und den Wandstärken 0,5, 1,0 und 1,5 cm, letzteres als Füllung von Celluloidkugeln in Schichtstärken von 1,38, 2,98, 3,58 und 4,35 cm. Um den „wahren“ Absorptionskoeffizienten als Funktion der Wellenlänge zu erhalten, führt der Verf. seine Messungen mit fünf verschiedenen harten Strahlungen, die durch Filterung notdürftig homogen gemacht sind, durch. Die Strahlungen werden definiert durch ihre besonders bestimmten Gesamtschwächungskoeffizienten g/ϱ . Das Ergebnis für Al zeigt folgende Tabelle:

$\frac{g}{\varrho}$	(λ) Å.-E.	$\frac{\mu}{\varrho}$	$\frac{s}{\varrho} = \frac{g - \mu}{\varrho}$
0,137	0,082	0,0074	0,130
0,227	0,173	0,066	0,161
0,309	0,225	0,162	0,147
0,820	0,373	0,664	0,156
1,444	0,458	1,18	0,26

an welcher als das Interessanteste die deutliche Tendenz des Streukoeffizienten s/ϱ , mit wachsender Wellenlänge zuzunehmen, auffällt. — Für H_2O wurde folgendes Ergebnis gefunden:

$\frac{g}{\varrho}$	(λ)	$\frac{\mu}{\varrho}$	$\frac{s}{\varrho} = \frac{g - \mu}{\varrho}$
0,188	0,161	0,003	0,185
0,215	0,240	0,009	0,206
0,237	0,285	0,06	0,170
0,491	0,501	0,29	0,201

welches einen ähnlichen Gang von s/ϱ mit zunehmendem λ nicht erkennen läßt.

BEHNKEN.

Stanley Rogers. High frequency spectra- K series of platinum. S.A. Proc. Roy. Soc. Victoria (N.S.) **34**, 196—206, 1922. Verf. untersuchte mit einem Drehkristallspektrometer, das durch Umbau eines Theodoliten hergestellt worden war, das K -Spektrum einer Pt-Antikathode, dessen Linien an die bekannten K -Linien des W angeschlossen wurden, indem auf der gleichen Platte das Spektrum einer W-Antikathode photographiert wurde. Für das Pt wurde eine gasgefüllte Gundelach-Röhre, für das W eine Coolidge-Röhre benutzt. Als Kristall diente Calcit. Für die W-Linien wurden nach Siegbahn, Duane und Stenström folgende Wellenlängen in Å.-E. angenommen:

$$\alpha_2 = 0,21347, \quad \alpha_1 = 0,20873, \quad \beta = 0,18428.$$

Man ergaben die Messungen:

Linie	Pt, $K\alpha_2$	Pt, $K\alpha_1$	Pt, $K\beta$	Pt, $K\gamma$	W, $K\gamma$
λ	0,1895 \pm 2	0,1851 \pm 1	0,1644 \pm 2	0,1596 \pm 2	0,1794 \pm 2
früher von Lilienfeld und Seemann gemessen	0,1907	0,1853	0,1642	0,1593	[0,17921 nach Siegbahn, Duane und Stenström]

Die Übereinstimmung mit früheren Messungen ist also gut, bis auf $K\alpha_2$, was Verf. darauf zurückführt, daß Lilienfeld und Seemann nicht reines Pt, sondern Pt und W gleichzeitig benutzten und daher die Linien nicht sicher identifizieren konnten. Den Wert für $K\alpha_1$ vergleicht der Verf. dann noch mit der Theorie und findet, daß die Moseleysche Formel $\frac{\nu}{R} = [N-1]^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$ den Wert 0,2049 Å.-E., die von Sommerfeld unter Zugrundelegung der wirksamen Kernladungen ($[N-1,6]$ für den K -Ring und $[N-3,5]$ für den L -Ring) und Berücksichtigung der Relativitätskorrektur für die Elektronenmassen abgeleitete Formel:

$$\frac{\nu}{R} = \frac{2}{\alpha^2} \left(\sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{4} (N-3,5)^2} - \sqrt{1 - \alpha^2 (N-1,6)^2} \right), \quad \alpha = \frac{2\pi e^2}{c h}, \quad \alpha^2 = 5,3088 \cdot 10^{-6}$$

den Wert 0,1837 Å.-E. liefert. Diese Formeln geben also den experimentellen Wert nicht gut wieder. Dagegen bewährt sich gut eine Formel von Kroo und Sommerfeld, bei der angenommen wird, daß vor Emission der Linie der einquantige K -Ring

zwei Elektronen, der zweiquantige *L*-Ring neun Elektronen, hinterher dagegen der *K*-Ring drei und der *L*-Ring acht Elektronen besitzt. Diese Formel lautet:

$$\nu_R = \frac{2(k-1)}{\alpha^2} \sqrt{1-\alpha^2 F_1} + \frac{2(l+1)}{\alpha^2} \sqrt{1-\alpha^2 F_2} - \frac{2k}{\alpha^2} \sqrt{1-\alpha^2 F_2} - \frac{2l}{\alpha^2} \sqrt{1-\alpha^2 F_4},$$

$$k = 3, l = 8, F_1 = (N - S_{k-1})^2, F_2 = \frac{1}{4} (N - k + 1 - S_{l+1})^2, F_3 = (N - S_l)^2,$$

$$F_4 = \frac{1}{4} (N - k - S_l)^2, S_p = \frac{1}{4} \sum_1^{p-1} \frac{1}{\sin i} \frac{\pi}{p}$$

und liefert den Wert 0,1841. Verf. erblickt daher in seinen Meßergebnissen eine Stütze für diese Theorie, um so mehr, als auch die Differenz $\Delta\nu$ für das K_α -Dublett durch die Sommerfeldsche Formel

$$\frac{\Delta\nu}{(N-3,5)^4} = \Delta\nu_H \left[1 + \frac{5\alpha^2}{2} \frac{(N-3,5)^2}{2^3} + \frac{53\alpha^4}{8} \frac{(N-3,5)^4}{2^4} + \dots \right], \Delta\nu_H = \frac{R \cdot \alpha}{2^4}$$

den Wert $0,135 \pm 0,002$ liefert, der mit dem experimentell gefundenen von $0,126 \pm 0,00$ sehr gut übereinstimmt. BEHNKE

H. Greinacher. Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der Gase. Experimentalvorlesung. 121 S. Bern, Paul Haupt, Akademische Buchhandlung, vorm. Max Drechsel, 1923. [S. 530.] SCHEER

Rudolf Suhrmann. Der Einfluß der Gasbeladung auf die thermische und lichtelektrische Elektronenemission des Platins und Tantals. ZS.f. Phys. 18 17—34, 1923, Nr. 1/2. An Folien aus Tantal und Platin, die durch kurz dauernde, häufig wiederholte Glühungen im höchsten erreichbaren Vakuum immer weiter von aller Gasbeladung befreit werden, wird die Intensität der Glühelektronenemission bei verschiedenen Temperaturen und der lichtelektrischen Empfindlichkeit bei Erregung mit dem unzerlegten Licht eines Hg-Bogens als Funktion des Entgasungszustandes untersucht. Für den Glühelektronenstrom ist bei relativ großem Gasgehalt der Folie Sättigung nur sehr schwer zu erhalten, wenn man die Stromspannungskurven bei wachsendem beschleunigenden Potential zwischen Glühkathode und der Auffangelektrode aufnimmt; das wird teils durch Reflexion der Elektronen an den gleichzeitig vom Metall ausgesandten negativen Gasionen erklärt, teils auch durch die von eben diesen Ionen herrührenden Raumladungen. In der Tat zeigen die Kurven die für die Raumladungseinflüsse charakteristische Form, so daß die Stromstärke proportional $V^{3/2}$ wird; mit fortschreitender Entgasung nimmt die Wirkung dieser Raumladungen ab. Für jeden konstanten Entgasungszustand erhält man mit wachsender Glühtemperatur T zunehmende Elektronenströme, entsprechend der Formel von Richardson $i = A \cdot T^{-1/2} e^{-b/T}$; die Gesamtstromstärke i nimmt bei fortschreitender Entgasung sehr stark ab (etwa das 100fache für die äußersten erreichten Fälle), die Konstante b aber, welche die Abtrennungsarbeit φ der Elektronen mißt, ändert dabei ihren Wert für Tantal überhaupt nicht ($\varphi = 3,14$ Volt), für Pt nur sehr wenig ($\varphi = 4,99$ bis 4,57 Volt). Diese Austrittsarbeit entspricht auch ungefähr der am Platin gefundenen langwelligen Erregbarkeitsgrenze bei $270 \mu\mu$. (In guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Koppius, diese Ber. 2, 1149, 1921.) Die Zahl der lichtelektrisch ausgelösten Elektronen nimmt ebenfalls mit der Entgasung stark ab, doch nicht im selben Verhältnis wie die der durch Glühstrom ausgesandten. Aus diesen experimentellen Ergebnissen wird geschlossen, daß der Gasgehalt eines Metalls maßgebend sein muß für die Zahl der

in ihm enthaltenen „freien“ Elektronen — was sich dann auch für sein gewöhnliches Leitvermögen geltend machen sollte —, nicht aber für die Arbeit, die geleistet werden muß, um die Elektronen aus dem Metall zu entfernen. (Somit muß also auch die langwellige Grenze der lichtelektrischen Empfindlichkeit im wesentlichen durch die Natur des Metalls und nicht durch die des okkludierten Gases bedingt sein.)

PETER PRINGSHEIM.

L. Bär et Yu Chen Yang. Sur l'effet photoélectrique des particules ultra-microscopiques. Arch. sc. phys. et nat. (5) 4, 249—252, 1922, Mai/Juni. [S. 514.]

Matthies-Straub. Sur la théorie des courants photoélectriques dans les gaz denses. C. R. Soc. suisse de phys. Bâle 1921. Arch. sc. phys. et nat. (5) 3, 19—320, 1921, Mai/Juni. [S. 531.]

PETER PRINGSHEIM.

Hebbard Wiedmann. Über die Entwicklung der normalen und selektiven Lichtelektrizität seit 1914. Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. 19, 112—141, 1922, Nr. 2. Der Aufsatz enthält eine Übersicht über Arbeiten des bezeichneten Gebiets, die in diesen Berichten schon einzeln referiert worden sind, so daß ein genaueres Eingehen nicht erforderlich ist. Der Verf. beschreibt die neueren Ergebnisse wesentlich von dem Standpunkt der Hallwachs-Schule aus, die das Auftreten lichtelektrischer Wirkung ausschließlich dem Vorhandensein okkludierter Gase im Metalle zuschreibt. Insbesondere wird der Nachweis dafür als erbracht angenommen, daß der selektive Effekt ausschließlich von aufgenommenen Gasen herrührt, und zwar sollen die gewöhnlich an den Alkalimetallen beobachteten Maxima dem Wasserstoff zugehören, während Sauerstoff Maxima in kurzwelligeren Spektralgebieten verursachen soll. Hiermit nicht übereinstimmende Resultate anderer Autoren werden durch verschiedene Einwände oder Zusatzannahmen umgedeutet. Die Abhängigkeit des selektiven Effekts vom Einfallswinkel und damit überhaupt seine prinzipielle Abtrennbarkeit vom Normaleffekt wird auf Grund von Messungen, die Millikan an nicht spiegelnden Oberflächen angestellt hat, bezweifelt — das Herauskommen dieser Maxima in der spektralen Erregungsverteilung soll vielmehr eben nur der eventuellen Gasbeladung des Alkali- oder Erdalkalimetalls seinen Ursprung verdanken.

PETER PRINGSHEIM.

B. Gudden und R. Pohl. Lichtelektrische Leitfähigkeit in weiterem Zusammenhang. Phys. ZS. 23, 417—420, 1922, Nr. 20/21. Der früher eingeführte Begriff des bei der Erscheinung der lichtelektrischen Leitfähigkeit auftretenden „Primärstroms“ J_p , den man bei sehr kleinen Lichtdichten und Belichtungszeiten (Extrapolation auf 0) erhält, wird zunächst nochmals definiert. Dieses J_p ist für ein gegebenes λ innerhalb weiter Grenzen der einfallenden Lichtenergie proportional und strebt mit wachsender Spannung einem Sättigungswert zu, der durch die Gesamtzahl der vom Licht freigemachten Elektronen bestimmt wird. Neuerdings wird nun für drei Fälle: Diamant, Zinkblende und Zinnober gezeigt, daß, bezogen nicht auf einfallende, sondern auf absorbierte Lichtenergie, für einen großen Spektralbereich die Größe von J_p gesättigt genau proportional ist der Zahl der absorbierten Lichtquanten und somit die Kurve, welche J_p auf gleiche absorbierte Energie umgerechnet als Funktion von λ darstellt, mit abnehmendem λ linear abfällt; und zwar entspricht jedem absorbierten Lichtquant gerade ein freigemachtes Elektron. Diese Gesetzmäßigkeit gilt im ganzen langwelligen Gebiet bis gegen die langwellige Grenze der optischen Absorptionsbände hin, wo dann die Kurve sehr steil auf die Nullachse heruntersinkt. Qualitativ wird ferner an etwa 25 verschiedenen Elementen und Verbindungen gezeigt, daß, während lichtelektrische Leitfähigkeit überhaupt nur dann auftritt, wenn

der Brechungsexponent für die erregende Strahlung $> 1,5$ ist, es desto höherer Spannungen bedarf, um Sättigung von J_p zu erreichen, je kleiner dieser Brechungsexponent ist: für $n_r \sim 2$ braucht man Felder von der Größenordnung 10000 Volt/cm für $n_r \sim 2,5$ etwa 1000 Volt/cm, für $n_r \sim 3$ etwa 100 Volt/cm, endlich sind Materialien mit $n_r > 3$ bereits ohne Belichtung Halbleiter ($n_r =$ Brechungsexponent im Rot). Die ganzen Ergebnisse entsprechen durchaus dem nach der Drudeschen Dispersionstheorie zu erwartenden, indem der hohe Brechungsexponent außerhalb der Absorptionsbanden durch die große Verschieblichkeit der Elektronen erklärt wird. PETER PRINGSHEIM

W. W. Coblentz. Spectrophotoelectrical sensitivity of proustite. Sc. Pap. Bur. of Stand. 17, 177—186, 1921, Nr. 412. Die lichtelektrische Leitfähigkeit des Proustit, eines Silber-Arsen-Doppelsulfids (Ag_3AsS_3), wird an zwei Proben, von denen die eine einen einheitlichen Kristall von 18 mm Länge und 3×4 mm Querschnitt darstellt, untersucht. Bei Zimmertemperatur ist das Dunkelleitvermögen dieses Minerals schon recht beträchtlich, so daß bei niedrigen Spannungen (1 bis 2 Volt) gearbeitet werden muß; es nimmt überdies mit wachsender Spannung stark zu, wächst aber auch bei konstant gehaltener Spannung mit der Zeit bis zu einem Grenzwert an. Bei -180° dagegen wird der Dunkelwiderstand um viele Zehnerpotenzen größer. Die Trägheitserscheinungen der lichtelektrischen Leitung (An- und Abklingen) sind die auch an anderen Sulphidmineralen beobachteten. Die spektrale Erregungsverteilung der lichtelektrischen Leitfähigkeit setzt bei etwa 750μ ein, zeigt bei Zimmertemperatur ein ganz schwach angedeutetes Maximum bei 610μ und steigt dann zu einem breiten, sehr verwachsenen Maximum im Violett an, um im Ultraviolett allmählich wieder abzufallen. Mit abnehmender Temperatur tritt diese kurzwellige Erregungsbande immer mehr gegen die langwellige Bande zurück, die gleichzeitig sich um einige μ nach dem Violett hin verschiebt, bei -167° ist praktisch die ganze Erregungsverteilung auf eine sehr steile Bande bei 578μ zusammengezogen, während zusammen mit dem Dunkelleitvermögen auch die kurzwellige Erregbarkeit der lichtelektrischen Leitung verschwunden ist. Die Kurven sind auf gleiche Energie des einfallenden Lichtes bezogen. Das Haupterregungsgebiet der lichtelektrischen Leitfähigkeit liegt spektral, wie auch bei anderen Substanzen, an der langwelligen Grenze der kontinuierlichen Absorptionsbande, die vom Ultraviolett bis ins Grün hineinreichend. Übrigens ist wie das rein optische, so auch das lichtelektrische Verhalten des Proustit typisch verschieden von dem des reinen Silbersulphids. PETER PRINGSHEIM

J. M. Eder. Über Sensibilisatoren bei photochemischen, photographischen und biologischen Prozessen. Jahrb. d. Radioakt. 19, 71—92, 1922, Nr. Die Sensibilisatoren sind Katalysatoren und lassen sich zwar nicht erschöpfend, aber die Übersicht erleichternd folgendermaßen einteilen. Chemische Sensibilisatoren sind Beschleuniger, welche, ohne selbst lichtempfindlich zu sein, die Lichtempfindlichkeit eines lichtempfindlichen Stoffes während der Belichtung erhöhen. Um eine Übertragungs-Photokatalyse handelt es sich, wenn ein an und für sich nicht oder wenig lichtempfindlicher Körper durch Zusatz einer lichtempfindlicheren Substanz sekundär durch Lichtwirkung verändert wird. Optische Sensibilisatoren sind Farbstoffe oder sich ähnlich verhaltende Stoffe, die zufolge ihrer eigenen Lichtabsorption die Lichtempfindlichkeit der lichtempfindlichen Grundsubstanz gegen neue Zonen des Spektrums bewirken, für welche die Grundsubstanz vorher wenig oder nicht farbenempfindlich war. — Ein typisches Beispiel für chemische Sensibilisatoren ist die Zersetzung des Chlorsilbers, das an und für sich lichtempfindlich ist, aber durch Zusatz von chlorabsorbierenden Stoffen eine Verstärkung dieser Eigenschaft

fährt. Solche Sensibilisatoren, welche durch Umsetzung mit dem abgespaltenen Chlor die von diesem eingeleitete Gegenreaktion verhindern, sind Silberoxydsalze, Natriumnitrit, Sulfit, Brenzcatechin, Resorcin, Phenylglycinnatrium, Phenylhydrazinsalze usw. Die von Weigert ausgesprochene Ansicht, daß das Chlorsilber nur wenig zur Schwärzung beitrage, und daß praktisch nur die überschüssigen beigemengten Silberoxydsalze als Quelle für das im Licht ausgeschiedene metallische Silber in Betracht kommen, ist gegenüber der älteren Anschauung, daß das Chlorsilber der primäre lichtempfindliche Bestandteil beim Silberauskopierprozeß an und für sich unhaltbar. Auch mit den vermeintlich vorhandenen Keimen von metallischem kolloiden Silber hat diese Lichtempfindlichkeit nichts zu tun. Das während des Belichtungsprozesses entstandene bunte kolloide Silber, das an Chlorsilberteileichen innig haftet, wirkt ähnlich wie ein optischer Sensibilisator und erschließt neue optische Absorptionsgebiete, welche die Farbenempfindlichkeit des Chlorsilbers für das sichtbare Spektrum beträchtlich erhöhen. Die Lichtempfindlichkeit des Chlor-, Brom- und Jodsilbers ist je nach dem molekularen Zustand variabel und die Farbenempfindlichkeit durch nachträgliche Behandlung mit farblosen Stoffen erhöhbar. Die Fähigkeit der Silberhaloide zur optischen Sensibilisierung wird von der Korngröße beeinflusst, und die Nuance der Anfärbung der drei Salze mit derselben Farbstofflösung ist oft sehr verschieden. — Die gelbgrün empfindlichen Platten sind meist mit Eosin oder Erythrosin gefärbt und werden orthochromatisch, die grün-gelb-rot sensibilisierten gegen panchromatisch genannt. Orthochromatische Platten mit gedämpfter Blauviolet-empfindlichkeit enthalten als Dämpfungsfilter einen gelben Farbstoff, Tartrazin, Spidfiltergelb oder Pyrazolgelb. Die wichtigsten modernen Sensibilisatoren sind panchromatische Chinaldinfarbstoffe, von welchen besonders die Isozyanine praktische Bedeutung besitzen. Der neueste Grünsensibilisator ist das gelbe Pinaflavol, das auf Chlorsilber fast lückenlos über Blau ins Grün bis Orange gelb wirkt und dadurch für die Spektrumphotographie vor den Eosinfarben den Vorteil hat, im Blaugrün ein Minimum der Sensibilisierung aufzuweisen. Sensibilisatoren für Grün, Gelb und Orange sind Pinaverdol, Äthylrot, Orthochrom, Perikol, Pinachrom und Homokol; für Rot Pinazyanol, Isokol, Pinachromviolett und Pinachromblau; für Orange, Rot und Infrarot Dizyanin. Die panchromatischen und rot empfindlichen Platten sind für die Spektrumphotographie vom Flugzeug aus wichtig, weil rot empfindliche Platten eine weit größere Sicht beim Photographieren des Terrains ergeben als gewöhnliche. Das Entwickeln panchromatischer Platten hat nicht in völliger Dunkelheit zu erfolgen, wenn man sich der von Lüppe-Cramer 1920 entdeckten Desensibilisatoren bedient, welche die Lichtempfindlichkeit des Bromsilbers vernichten oder vermindern, ohne das latente Lichtbild wesentlich zu zerstören. Wichtig sind Phenosafranin und das Natriumkryptolgrün. — Autosensibilisierung tritt bei Bildung von Farbstoffen aus freien Leukobasen ein; für die Beschleunigung des Oxydationsvorgangs wird nicht nur die von der Leukobase selbst, sondern auch die von dem entstehenden Farbstoff absorbierte Lichtmenge verwendet. Sensibilisatoren auf Silberhaloide begegnen uns in vielen natürlichen Farbstoffen; wirksam sind Chlorophyll, Blumen- und Blutfarbstoffe. Sensibilisierung durch Farbstoffe und mancherlei andere Substanzen läßt sich auch bei biologischen Vorgängen feststellen.

KAUFFMANN.

René Audubert. Action antagoniste de la lumière sur les suspensions de radium. Journ. de phys. et le Radium (6) 3, 131S—132S, 1922, Nr. 11. Die angewandten Suspensionen wurden durch Auflösen von etwas Schwefel in Aceton oder Alkohol und nach Verdünnen dieser Lösungen mit Wasser hergestellt. Bei ihrer mikroskopischen Untersuchung zeigte sich, daß die Körner merklich gleichen Durchmesser haben und

daß vor der Agglutination ihre Vergrößerung regelmäßig ist. Der Durchmesser wächst in blauem Licht schneller als im Dunkeln, und im letzteren Falle schneller als rotem Licht. Die gelben Strahlen üben keinen Einfluß auf das Wachstum der Körner aus. Das Studium der Beweglichkeit der Körner und der Leitfähigkeit der intergranularen Flüssigkeit führt zum gleichen Ergebnis. Kurzwellige Strahlen beschleunigen also die Entwicklungsgeschwindigkeit der Suspensionen, während langwellige sie verzögern.

KAUFFMANN

René Audubert. Action de la lumière sur les équilibres d'adsorption d'ions. Journ. de phys. et le Radium (6) 3, 142 S—143 S, 1922, Nr. 11. Aus Leitfähigkeitsversuchen an Suspensionen von Mastix und von Gummigutt, denen die Ionen H^+ , Al^{+++} , La^{+++} , Ba^{++} , Mg^{++} , Na^+ oder K^+ zugefügt waren, wurde die Formel

$$\left(1 - \frac{U}{U_0}\right) = AC^p$$

abgeleitet. U_0 bedeutet die Beweglichkeit der Körner in Abwesenheit des Elektrolyten, U die Beweglichkeit bei einer Konzentration C desselben. p ist von der Natur des Ions und des Adsorbenten unabhängig und in allen Fällen gleich $\frac{1}{2}$. Der Koeffizient A hängt von der Natur des Korns und der Wertigkeit des Ions ab, mit Ausnahme des H -Ions, dessen Aktivität zwischen der der zwei- und der dreiwertigen Ionen liegt. In groben Zügen gilt für die Werte A der ein-, zwei- und dreiwertigen Ionen: $A_2 = (A_1)^2$ und $A_3 = (A_1)^3$. Die Koeffizienten A sind für Gummigutt kleiner als für Mastix. Bedeuten U_λ die Beweglichkeit in den Strahlen λ und U die

Abwesenheit der Strahlung, so ist das Verhältnis $\frac{U_\lambda}{U_0}$ im Rot größer als im Blau.

während es im Gelb nahezu gleich Eins ist. Strahlungen kleiner Wellenlängen vermehren die Menge der fixierten Ionen, während Strahlungen großer Wellenlängen vermindern. Strahlen von ungefähr $0,600\mu$ verhalten sich inaktiv. Dieses Resultat entspricht sehr wahrscheinlich dem Absorptionsspektrum; sowohl in festem wie in gelöstem Zustand zeigen Gummigutt und Mastix ein Absorptionsminimum gerade bei den Strahlen, welche inaktiv sind.

KAUFFMANN

Raymond Davis and F. M. Walters. Sensitometry of photographic emulsions and a survey of the characteristics of plates and films of American manufacture. Scient. Pap. Bureau of Stand. 18, 1—120, 1922, Nr. 439. KAUFFMANN

A. L. Narayana and D. Gunjala. Absorption of Potassium Vapour in the Associated Series. Nature 110, 250, 1922, Nr. 2755. Die Verf. finden ihre frühere Beobachtung bestätigt, daß Kaliumdampf Spuren einer Absorption in den diffusen Serien zeigt; die Banden 5780, 5340, 5300 und 5100 entsprechen sicher 5782, 5333 und 5100 von $(2p - m.d)$. Die gut definierte Linie 4640, welche bei 900° beobachtet worden war, ist inzwischen auch von anderen Autoren festgestellt worden. Die Untersuchungen begegnen großen Schwierigkeiten, weil der Kaliumdampf auf die Gefäßwände einwirkt.

KAUFFMANN

F. Kehrmann et M. Sandoz. Détermination des formules de constitution des matières colorantes par examen et discussion des formes de leurs spectres d'absorption. IV. Helv. Chim. Acta 5, 895—905, 1922, Nr. 6. [S. 5]

KAUFFMANN

A. H. Pfund. A Precision Rotating Sector. Aperture Variable and Measurable while in Motion. Phys. Rev. (2) 20, 103, 1922, Nr. 1. Mittels einer stereoskopischen Methode wird die Ablesung der Sektorengroße auch während der Rotation

möglichst. Soviel sich aus der keine Abbildungen enthaltenden Mitteilung ersehen läßt, treffen die von einer kleinen Glühlampe ausgehenden Lichtstrahlen durch einen Spalt — der nahe dem Index auf der einen Scheibe angebracht ist — auf einen Hohlspiegel, der ein Bild dieses Spaltes auf dem Index und auf der Teilung der zweiten Scheibe erzeugt. Die Beobachtung erfolgt durch eine in die Mitte des Hohlspiegels gesetzte Lupe. Außerdem sind die Sektorscheiben so ausgeschnitten, daß zwei Nachbarte Gesichtsfelder entstehen; bei Änderung der Sektoröffnung nimmt dann die Helligkeit im einen Gesichtsfeld zu, im anderen ab.

ERFLE.

Richard Krämer. Die konstruktive Umwandlung gekreuzter Zylinderlinsen in sphärozyklindrische. D. Opt. Wochenschr. 8, 711—712, 1922, Nr. 38. Nachdem Verf. in einer früheren Arbeit (s. diese Ber. 3, 1204, 1922) die altbekannte Konstruktion für $A \cdot \cos^2 \alpha$ durch Benutzung eines Perimeterschemas den Zwecken der ophthalmologischen Optik angepaßt hat, trägt er die bekannte Dreieckskonstruktion (gegeben zwei Seiten A und B und der eingeschlossene Winkel 2ϑ bzw. $180 - 2\vartheta$) ebenfalls in ein Perimeterschema ein und findet so zu zwei unter dem Winkel ϑ gelegten Zylinderlinsen, deren Dioptrienwerte A und B sind, die entsprechende sphärozyklindrische Kombination, d. h. deren sphärischen Anteil S und deren zylindrischen Anteil C , sowie den Winkel φ , den die „wirksame Richtung“ (Hauptschnitt, in dem die Brechkraft ihren größten Wert hat) des neuen Zylinders C mit der wirksamen Richtung des Zylinders A einschließt. Es sei hier darauf hingewiesen, daß diese Dreieckskonstruktion durchaus nicht, wie der Verf. meint, in Vergessenheit geraten ist (siehe beispielsweise P. Culmann, „Die Zusammensetzung zweier unendlich dünner Systeme doppelter Krümmung, deren Hauptschnitte nicht zusammenfallen“ auf S. 192 des von M. von Rohr herausgegebenen Buches „Die Theorie der optischen Instrumente“, 1. Band, Berlin, J. Springer, 1904; ferner den vom Verf. in anderem Zusammenhang genannten Aufsatz von A. Sonnefeld, ZS. f. ophthalm. Optik 9, 39, 1921; in dem Bericht von Hinrichs, diese Ber. 2, 1070—1071, 1921 ist ein Druckfehler aus der Sonnefeldschen Arbeit übernommen worden; es muß nämlich heißen: $A = +\sqrt{Z_1^2 + Z_2^2} + 2Z_1 Z_2 \cos(2\vartheta)$, also nicht $\cos^2 \vartheta$). Je nachdem, ob es sich um die Kreuzung eines Konvex- mit einem Konkavzylinder, oder aber um die Kreuzung zweier gleichbezeichneter Zylinderlinsen handelt, gelten die Regeln: „Man trägt zuerst vom Zentrum O (des Perimeterschemas) aus den stärkeren Zylinder (A) die Strecke OA nach Größe und wirksamer Richtung — nicht Achse! — in das Schema ein, hierauf ebenso den schwächeren (B) einmal in richtiger Stellung — Strecke OB — und einmal unter Verdopplung des Kreuzungswinkels — Strecke OB'' . — und die beiden Zylinder verschieden bezeichnet, so gibt die Verbindungslinie AB' sofort das Dreieck; ihre Länge ist der Dioptrienwert (C) der sphärozyklindrischen Kombination. Nun wird der Winkel bei A halbiert, seine Symmetrale parallel zu sich ins Zentrum verschoben und bis an die äußere Teilung verlängert, wo die Lage der wirksamen Richtung von C abgelesen wird.“ „Sind dagegen die gegebenen Zylinder gleichbezeichnet, so wird der unter Beobachtung des doppelten Kreuzungswinkels angezeichnete schwächere (OB') über O hinaus um das gleiche Stück verlängert (OB'') und nun diese Seite in ganz gleicher Weise zur Dreieckskonstruktion verwendet.“

ERFLE.

Leonhard Koeppé. Bemerkungen zur graphischen Bestimmung der Wirkung von Zylinderlinsen in allen Meridianen. D. Opt. Wochenschr. 8, 787—789, 803—806, 1922, Nr. 42, 43/44. Zunächst wird eine kleine Vereinfachung der Konstruktion, die R. Krämer (siehe diese Ber. 3, 1204, 1922) für $A \cdot \cos^2 \alpha$ unter Benutzung eines Perimeterschemas angegeben hat, mitgeteilt; man braucht nämlich

über A nur einen Halbkreis zu beschreiben, an dessen Durchmesser unter dem Winkel α eine Gerade einzutragen. Vom Schnittpunkt P dieser Geraden mit dem Halbkreis fälle man auf den Durchmesser die Senkrechte und erhält dadurch $A \cdot \cos \alpha$. Die mathematischen Bemerkungen, die Koeppe hieran anknüpft, sind weder geometrisch-optisch noch ophthalmologisch von Interesse. ERF.

W. E. Forsythe. Color Temperature of High Efficiency Lamps. Phys. (2) 18, 147—148, 1921, Nr. 2. Verf. bestimmt die Farbe des Lichtes von Glühlampen durch Messung der „Farbtemperatur“ des Fadens (Hyde, Cady und Forsythe 1919) d. h. durch Vergleich der Helligkeiten in verschiedenen Farben mit denen eines schwarzen Körpers von gegebener Temperatur. Er gibt für neun hocheffektive Glühlampen des Handels diese Farbtemperaturen und die wahren Temperaturen des Fadens an, wobei die letzteren aus den Helligkeitstemperaturen und den Emissionsvermögen berechnet werden. Zum Vergleich diene ein schwarzer Körper von der Temperatur des Palladiumschmelzpunktes (1828° K). FR. HOFFMAN

Toivo Tuukkanen. Über die Absorption des Lichtes in Wasserlösung von Milch, Kalk und Lehm. Soc. Scient. Fenn. Comment. phys.-math. 1, Nr. 16 S., 1922, Milch-, Lehm- und Kalkmischungen mit Wasser wurden photometrisch auf einer optischen Bank untersucht. Unter Zugrundelegung des Beerschen Gesetzes mußte für eine Schichtdicke d und die Konzentration c der Wert von $\log \varphi = \frac{1}{cd} \log$ konstant sein. Diese Konstanz ist für Milch innerhalb eines Bereiches von $c = 0$ bis $c = 0,36$ und Schichtdicken zwischen 6,2 und 323,0 mm nachgewiesen. Ein schwaches in den Tabellen ersichtliches Steigen von $\log \varphi$ mit der Konzentration wird auf den Einfluß mehrfach reflektierten Lichtes zurückgeführt. Für Suspensionen von Kalkmehl und Lehm in Wasser ergibt sich eine zeitliche Zunahme der durchgelassenen Intensität, die sich asymptotisch einem Grenzwert nähert. H. R. SCHUBERT

7. Wärme.

Karl F. Herzfeld. Anwendung des Nernstschen Wärmethorems auf verdünnte Lösungen. ZS. f. Elektrochem. 28, 460—463, 1922, Nr. (11) 21/22. Der Verf. versucht das Nernstsche Theorem auf verdünnte Lösungen anzuwenden. Prinzipiell des Theorems läßt sich ohne weiteres auf Lösungen übertragen, wenn man für die freie Energie der Lösung entsprechend $U + RT \ln c - G$ schreibt (c Konzentration, G gebundene Energie einer einmolaren Lösung). Man hat dann nur das G zu finden. Dazu ist auch die Kenntnis des Verlaufs der spezifischen Wärmekapazität entweder der Metalle oder der festen Salze notwendig. Mit diesen Daten wurde G teils aus den Normalpotentialen, teils aus Löslichkeit berechnet. Für die Metalle, deren G aus Löslichkeiten bestimmt ist, kann das Potential berechnet werden, ferner kann die Löslichkeit schwerlöslicher Salze bestimmt werden. Diese Rechnungen wurden auch für die Haloide von Calcium bzw. Thallium durchgeführt. Verf. hat ferner die Löslichkeiten von Gasen mit Zuhilfenahme des Jägerschen Interpolationsverfahrens und der Antropoffschen Messungen berechnet. Diese wurden graphisch aufgetragen und zwar die Löslichkeit gegen $1/T$. Daraus kann Q und γ (spez. Wärme) bestimmt werden, letztere ist sehr groß und die Lösungswärme wechselt auch ihr Zeichen.

dieser großen Temperaturabhängigkeit folgt, daß die Lösungswärme der Gase nicht einer wirklichen stöchiometrischen Verbindung zwischen Gas und Wassermolekülen, sondern in dem physikalischen Vorgang der Polarisierung begründet ist. RONA.

Partington. The Chemical Constants of some Diatomic Gases. Phil. Mag. (6) 44, 988—993, 1922, Nr. 263. Die wahre chemische Konstante i zweiatomiger Gase ist im Bereich sehr tiefer Temperaturen durch die Dampfdruckformel

$$\ln p = -\frac{\lambda_0}{RT} + 3,5 \ln T + i$$

gestellt, in der p den Dampfdruck bei der Temperatur T und λ_0 die Verdampfungswärme am absoluten Nullpunkt bedeutet. Unter der Annahme, daß das Molekül aus zwei gleichartigen Atomen besteht, die starr miteinander verbunden sind, wird unter Anwendung der Quantentheorie mit den Rechenmethoden der allgemeinen statistischen Mechanik abgeleitet, daß

$$i = \frac{5}{2} \ln M + \ln \frac{r^2 (2\pi k)^{7/2}}{(h N_0^{1/2})^5}$$

Hierbei bedeutet M das Molekulargewicht, k die Boltzmannsche Konstante, h die Plancksche Konstante, N_0 die Avogadro'sche Zahl, r den Molekülradius. Wird die Dampfdruckgleichung mit Briggschen Logarithmen geschrieben, so erhält die Konstante $C = \frac{i}{2,303}$ den Wert $C = 2,5 \log M + 2 \log r + 12,730$. Besteht das Molekül aus zwei Atomen verschiedener Art, so ist die chemische Konstante C um $\log 2 = 0,301$ zu erhöhen. Folgende Daten dienen als Beispiel:

Gas	$r \cdot 10^8$	M	$C_{\text{ber.}}$
O ₂	1,8	32	+ 1,001
N ₂	1,9	28	+ 0,904
H ₂	1,34	2,016	— 2,255
CO	1,90	28	+ 1,205
NO	1,86	30	+ 1,263

HENNING.

Derick G. Keyes, Bailey Townshend and Louis H. Young. The Establishment of the absolute Temperature Scale below the Melting Point of Ice. Journ. of Mathem. and Physics. Mass. Inst. of Technology 1, 243—312, 1922.

4. Es handelt sich um eine aus dem Rogers-Laboratorium für Physik, Massachusetts Institute of Technology, hervorgegangene grundlegende Arbeit über die Verfeinerung der Temperaturskala unterhalb 0° C. Als Hauptinstrument für die Messungen diente ein Gasthermometer mit Quarzglasgefäß von etwa 91 ccm Inhalt, mit Stickstoff oder Wasserstoff von annähernd Atmosphärendruck bei 0° C gefüllt. Die Spannungskoeffizienten der Gase werden aus einer Zustandsgleichung abgeleitet: $p = \frac{RT}{v - \delta} - \frac{A}{(v - l)^2}$. Für einatomige Gase ist $\delta = \beta$ und für mehratomige Gase $\delta = \beta \cdot e^{-a/v}$ zu setzen, wenn R , β , a , A und l Konstante bezeichnen. Einklang mit Beobachtungen von Amagat, Wroblewski, Witkowski und anderen ist für Wasserstoff $R = 40,72$; $A = 1,26$; $l = 1,183$ und $\log \delta = 0,9831$. Für andere Gase werden die Werte für die Konstanten nicht mitgeteilt. Bemerkenswert ist, daß nach jener Zustandsgleichung $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \text{const}$ ist, d. h. also

das Gasthermometer konstanten Volumens bedarf keiner Korrektur auf die thermodynamische Skale. Eine Bestätigung dieses befremdenden Ergebnisses wird dadurch gesehen, daß die Temperatur des flüssigen Sauerstoffs mit Stickstoffthermometern verschiedener Eispunktsdrücke (640 und 440 mm) innerhalb der Beobachtungsfehler gleich gefunden wurde. Die Tatsache, daß in tiefer Temperatur ein Stickstoffthermometer niedriger zeigt als ein Wasserstoffthermometer gleichen Anfangsdrucks, wird mit der Annahme abgetan, daß die Stickstoffmoleküle polymerisieren und an der Gefäßwand adsorbieren. — Der schädliche Raum des Gasthermometers wurde aus dem Druckverhältnis des Thermometergases bei 0 und 100° und dem aus der Zustandsgleichung berechneten Spannungskoeffizienten ermittelt. Die verwendeten Spannungskoeffizienten sind bei Stickstoff ($p_0 = 654$ mm) $\varepsilon = 0,0036691$ und bei Wasserstoff ($p_0 = 763$ mm) $\varepsilon = 0,0036624$. Infolge der Diffusion des Wasserstoffs durch Quarz verlor das mit diesem Gas gefüllte Thermometer etwa 0,0004 mm Hg pro Stunde. — Mit dem Gasthermometer wurden Kupfer-Konstantan-Thermoelemente, von denen sechs Paare hintereinander geschaltet waren, und ein Platinthermometer ($\alpha = 0,00390$; $\delta = 1$), verglichen. Als Kryostat diente bis -140° ein Pentanbad, das sich in einem doppelwandigen Gefäß befand, dessen Zwischenraum beliebig weit ausgepumpt werden konnte. Von außen wurde das Gefäß durch flüssige Luft gekühlt, während die Badflüssigkeit gleichzeitig elektrisch geheizt wurde. Unter -140° wurden nur Messungen im siedenden Sauerstoff angestellt. — Zwischen der Temperatur t des Stickstoffthermometers und der EMK des Thermoelementes ergab sich die Beziehung

$$E = 0,1486 \cdot t^{2,137} - 222,20 t.$$

Die nach der Callendarschen (quadratischen) Formel berechnete Platintemperatur des Widerstandsthermometers liegt bei -183° um $1,2^\circ$ tiefer, als das Stickstoffthermometer, und um $1,8^\circ$ tiefer, als das Wasserstoffthermometer anzeigt. Sehr merkwürdig ist, daß die Abweichung der Platintemperatur von der Gastemperatur zwischen 0 und -80° im anderen Sinne liegen soll wie bei tieferen Temperaturen und daß bei -50° etwa $0,08^\circ$ beträgt. — Durch Interpolation wurde ermittelt, daß das Wasserstoffthermometer bei -70° um $+0,01^\circ$, bei -100° um $+0,05^\circ$, bei -150° um $+0,19^\circ$, bei -180° um $+0,55^\circ$ höher zeigt als das Stickstoffthermometer. Gestützt auf ein Ergebnis Langmuirscher Versuche, daß Wasserstoff nicht, Stickstoff aber durchaus merklich von Glas und Glimmer absorbiert wird, ziehen die Verf. den Schluss, daß bei -183° nicht weniger als 122 Molekülschichten Stickstoff an der Wand des Quarzgefäßes haften. — Zur Festlegung der Skale sind, bezogen auf das Wasserstoffthermometer, folgende Erstarrungspunkte (E.P.) und Siedepunkte (S.P.) gemessen worden in $^\circ\text{C}$:

Kohlenstofftetrachlorid CCl_4	E.P. — 22,87	Methylchlorid CH_3Cl	E.P. — 98
Quecksilber Hg	E.P. — 38,90	Methylalkohol CH_3OH	E.P. — 98
Chlorbenzol $\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl}$	E.P. — 45,58	Schwefelkohlenstoff CS_2	E.P. — 112
Chloroform CHCl_3	E.P. — 64,19	Äther $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$ I. Mod.	E.P. — 123
Ammoniak NH_3	E.P. — 77,80	Äther $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$ II. Mod.	E.P. — 115
Kohlensäure CO_2	S.P. — 78,53	Sauerstoff O_2	S.P. — 182
Methylbenzol $\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}_3$	E.P. — 95,70		

HENN

J. R. Partington and W. G. Shilling. The Specific Heats of Nitrous and Nitric Oxides. Phil. Mag. (6) 45, 416—430, 1923, Nr. 267, März. Fortsetzung der Versuche von Partington und Cant, diese Ber. 3, 730, 1922. Das Verhältnis der spezifischen Wärmen wurde nach der Kundtschen, von Behn und Geiger modifizierten Methode bestimmt. Als Vergleichsgas diente trockene, kohlensäurefreie Luft.

welche $c_p/c_v = 1,403$ angenommen wurde. C_p und C_v wurden mit Hilfe der Rühlotschen Zustandsgleichung berechnet. Es ergab sich

	c_p/c_v	C_p	C_v	
Stickoxydul bei 12,2° C .	1,302	8,799 cal	6,758 cal	
Stickoxyd bei 7,6° C . . .	1,400	6,990 cal	4,993 cal	SHEEL.

E. Frivold. Nachtrag zu meiner Arbeit „Dichtebestimmungen an Lösungen mit Bestimmung der Dichteunterschiede zwischen Wasser und Wasser mit Luft gesättigt“. Phys. ZS. 24, 86—87, 1923, Nr. 4. [S. 511.] SHEEL.

Ernest D. Edwards. Thermal Properties of Aluminium-Silicon Alloys. Chem. and Metallurg. Eng. 28, 165—169, 1923, Nr. 4. [S. 525.] BERNDT.

Mathias, C. A. Crommelin et H. Kamerlingh Onnes. Le diamètre rectiligne du néon. C. R. 175, 933—935, 1922, Nr. 21. Die Dichte des flüssigen und dampfmässigen Neons wurde nach der für Sauerstoff, Argon, Stickstoff und Wasserstoff (siehe Ber. 3, 1349, 1922) erprobten Methode zwischen dem normalen Siedepunkt (245,92°) und dem kritischen Punkt (—228,71°) gemessen. Das Neon wurde fraktioniert, indem es mehrfach bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs zum starren gebracht und sowohl von den leicht flüchtigen als auch von den leicht kondensierbaren Bestandteilen befreit wurde. Es sind bei der Temperatur θ folgende Werte für die Dichte δ des gesättigten Dampfes und die Dichte δ' der mit ihm im Gleichgewicht befindlichen Flüssigkeit beobachtet worden:

θ	δ	δ'	θ	δ	δ'
—247,92	1,238 24	0,005 34	—237,04	1,017 50	0,067 42
—246,94	1,222 15	0,007 11	—235,26	0,967 28	0,093 10
—245,94	1,204 21	0,009 39	—234,01	0,928 03	0,115 92
—242,96	1,149 60	0,020 13	—232,025	0,854 21	0,165 63
—240,00	1,088 32	0,038 31	—230,07	0,748 66	0,239 35

Das Gesetz des „geradlinigen Durchmessers“ entsprechend sind diese Beobachtungen durch $y = \frac{\delta + \delta'}{2} = -1,154\,406 - 0,007\,161\,46\,\theta$ darstellbar. Für die kritische Temperatur erhält man hiernach die Dichte $d = 0,4835$; der kritische Koeffizient gibt sich zu $\frac{R T_c d}{p_c} = 3,249$. Die geringen Unterschiede zwischen den Beobachtungen und den Werten von $\frac{1}{2}(\delta + \delta')$, wie sie nach der Formel vom geradlinigen Durchmesser berechnet sind, lassen sich weiter herabdrücken, wenn man annimmt, daß der „Durchmesser“ in tiefer Temperatur schwach konvex und in höherer Temperatur schwach konkav gegen die Temperaturachse gekrümmt ist. Andeutungen dieser Art wurden auch bei Argon, Stickstoff und Kohlensäure gefunden. HENNING.

Hilf Born. Über Dampfdruckmessungen an reinem Argon. Ann. d. Phys. 69, 473—504, 1922, Nr. 22. Das von der Firma Griesheim-Elektron bezogene Rohr wurde durch Leiten über glühendes Calcium im wesentlichen von Sauerstoff und

Stickstoff befreit. Die letzten Reste dieser Gase konnten indessen erst im Calciumlichtbogen (2 Amp., 220 Volt) entfernt werden, mit dem das zu reinigende Gas bei einem Druck von 12 bis 13 mm Hg in einem Ballon von 5 Litern zwei bis vier Stunden in Berührung blieb. Das anfangs hellrote Licht des Calciumlichtbogens macht der grünen Farbe des Argonspektrums Platz; wenn Sauerstoff und Stickstoff aus den Gasen verschwunden sind. Der Dampfdruck des Argons wurde in der Anordnung des Stockschen Thermometers zwischen -183 und -208° gemessen. Als Kühlflüssigkeit diente flüssige Luft oder flüssiger Sauerstoff, die unter reduziertem Druck sich verdampfen konnten. In dieses Flüssigkeitsbad wurde ein nach der Atmosphäre offenes Hartglasrohr mit Quecksilber geführt. Das Dampfdruckthermometer und zugehörige Hilfsinstrumente waren in einem Eisenrohr angeordnet, das seinerseits im Quecksilberbad steckte. So wurde nach dem Vorgang von H. v. Siemens ein Thermostat mit großer Kapazität und guter Wärmeleitung geschaffen. Um das Niederschlagen von Feuchtigkeit im offenen Eisenrohr zu verhindern, wurde auf seinen Boden Wasserstoff geleitet, das zuvor auf die Temperatur des Quecksilberblocks gebracht war. Die Temperaturmessung erfolgte mit einem in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichten Sauerstoff-Dampfdruckthermometer. Das Ergebnis der Messungen, die sich über einen Druckbereich von 20 bis 1000 mm erstreckten, läßt sich durch folgende Formeln darstellen: a) für den Dampfdruck über dem festen Argon von $T = 65^{\circ}$ bis $T = 83,93^{\circ}$

$$\log p_{\text{Atm.}} = -\frac{366,87}{T} + 1,75 \log T - 0,0028293 T + 1,0698,$$

b) für den Dampfdruck über dem flüssigen Argon von $T = 83,93^{\circ}$ bis $T = 90,35^{\circ}$

$$\log p_{\text{Atm.}} = -\frac{339,3}{T} + 1,75 \log T - 0,006737 T + 1,0698.$$

Die absolute Temperatur des Tripelpunktes ist $T_0 = 273,20$ gesetzt. Der Tripelpunkt des Argons ergab sich zu $t = -189,27$ bei 512,17 mm, der normale Siedepunkt zu $t = -185,72$. Die Verdampfungswärme des flüssigen Argons am Schmelzpunkt wurde zu 1571 cal und am normalen Siedepunkt zu 1544 cal berechnet. Die Sublimationswärme des festen Argons ergab sich beim Tripelpunkt in derselben Weise zu 1830 cal, so daß für die Schmelzwärme 259 cal anzusetzen sind. Endlich wurde der Wert der „wahren chemischen Konstante“ C des Argons gemäß der theoretischen Dampfdruckgleichung für einatomige Körper

$$\log p_{\text{Atm.}} = -\frac{\lambda_0}{4,571 T} + 2,5 \log T - \frac{1}{4,571} \int_0^T \frac{dT}{T^2} \int_0^T c dT + C,$$

in der λ_0 die Verdampfungswärme des festen Argons am absoluten Nullpunkt und die spezifische Wärme (konstanten Druckes) des festen Argons bedeutet, zu $C = 0,7$ abgeleitet.

HENNING

W. E. Forsythe. Color Temperature of High Efficiency Lamps. Phys. Rev. (2) 18, 147—148, 1921, Nr. 2. [S. 564.]

HOFFMANN